

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ
ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ имени А.Н. СЕВЧЕНКО БГУ
БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАНБ имени Б.И. СТЕПАНОВА
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы
X Международной научно-технической конференции
Минск, 9–13 ноября 2015 года

МИНСК
РИВШ
2015

УДК 621.373.8+621.375.8(06)

ББК 32.86

К 32

Рекомендовано

кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники
Белорусского государственного университета
(протокол № 2 от 13 октября 2015 г.)

Редакционная коллегия:

*М.М. Кугейко (отв. ред.), А. А. Афоненко, А. В. Баркова,
Е.С. Дорогуш, Е. Д. Карих, В.К. Кононенко*

Оргкомитет конференции:

*М. М. Кугейко (председатель), Е. Д. Карих (зам. председателя),
А. А. Афоненко (ученый секретарь), А. В. Баркова, Е. С. Воропай,
С. В. Гапоненко, В. К. Гончаров, Е. С. Дорогуш, Н. С. Казак,
В. К. Кононенко, П. В. Кучинский, И. С. Манак, В. И. Попечиц,
В. С. Садов, Д. В. Ушаков, С. И. Чубаров, Г. П. Яблонский.*

Программный комитет:

*А. А. Афоненко, Е. С. Воропай, Е. Д. Карих, В. К. Кононенко,
М. М. Кугейко, Г. П. Яблонский*

Квантовая электроника: Материалы X Междунар. науч.-
техн. конф., Минск, 9–13 нояб. 2015 г.: : – Минск : РИВШ,
2015. – 340 с.

ISBN 978-985-500-903-1

Сборник содержит материалы X Международной научно-технической конференции по следующим научным направлениям: теоретические проблемы квантовой электроники; физика лазеров; системы и методы квантовой электроники; прикладные исследования; методические аспекты преподавания соответствующих дисциплин.

Для специалистов в области квантовой электроники, лазерной физики и приложений этих наук.

УДК 621.373.8+621.375.8(06)

ББК 32.86

ISBN 978-985-500-903-1

© Оформление. ГУО «Республиканский
институт высшей школы», 2015

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОС-ЛАЗЕРА НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ РЕШЕТКАХ

Д. В. Новицкий, В. М. Катаркевич, Т. Ш. Эфендиев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: dvnovitsky@gmail.com

Пространственные решетки дихроизма усиления (поляризационные решетки) представляют собой новый способ реализации распределенной обратной связи (РОС) в лазерах на красителях [1–3]. Такие решетки могут формироваться в активной среде при ее возбуждении с помощью двух сходящихся ортогонально поляризованных пучков. При таком способе возбуждения пространственная модуляция интенсивности результирующего поля излучения накачки отсутствует, а имеет место пространственно-периодическое изменение состояния его поляризации. Возможность получения генерации на светоиндуцированных поляризационных решетках обусловлена анизотропией поглощения и испускания света молекулами красителей. К настоящему времени имеется ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию РОС-лазеров подобного типа, однако полновесное теоретическое описание динамики и характеристик их генерации до сих пор отсутствует.

В настоящей работе впервые предложена теоретическая модель РОС-лазера на поляризационной решетке, формируемой в активной среде двумя сходящимися плоскими волнами ортогональной поляризации. Модель основана на рассмотрении решеток возбуждения для молекул различных ориентаций с последующим усреднением по методике, предложенной в [4]. Основные уравнения динамики генерации представляют собой полуфеноменологические балансные (скоростные) уравнения для плотности возбужденных молекул различных ориентаций и концентрации фотонов двух взаимно ортогональных поляризаций. Уравнения адаптированы для рассматриваемой задачи на основе работ [5, 6].

Совместное численное решение полученных уравнений позволяет описать динамику мощности генерации и ее поляризационные характеристики. Модель предсказывает многопиковый режим генерации РОС-лазера при субнаносекундной накачке, причем при небольших превышениях порога возможно получение одиночного импульса пикосекундной длительности. Модель также дает возможность описать энергетические характеристики рассматриваемого лазера. На рис. 1 представлены полученные в рамках нашей модели зависимости от энергии накачки как полной энергии генерации, так и энергии s - и p -поляризованного излучения по отдельности. Видно, что начало генерации каждого следующе-

го импульса, отмеченное стрелками, характеризуется перегибом на кривых зависимости энергии лазерного излучения от энергии накачки. При этом перед достижением перегиба кривые выходят на плато, когда генерируемая энергия практически не изменяется с ростом энергии накачки. Это свойство рассматриваемой системы представляется перспективным для получения линейно поляризованных одиночных пикосекундных импульсов с весьма высокой энергетической стабильностью.

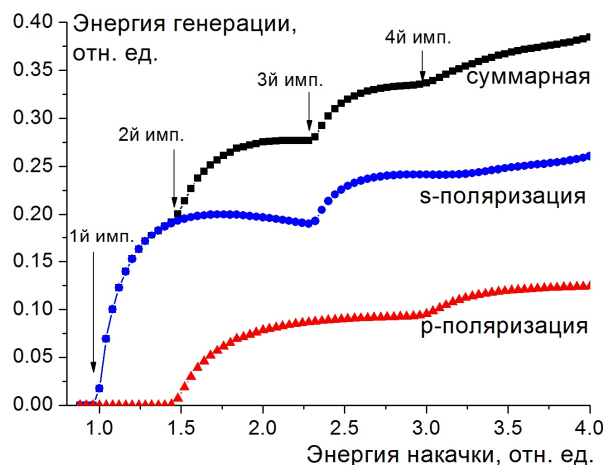


Рис. 1. Зависимость энергии генерации от энергии накачки, нормированной на порог генерации

Для каждого значения накачки может быть прослежено развитие генерации во времени, построены профили импульсов и динамика концентрации возбужденных молекул. Согласно результатам расчетов, наблюдается чередование характера поляризации первых нескольких импульсов генерации.

Сравнение с результатами экспериментальных измерений, выполненных при использовании в качестве источника возбуждения РОС-лазера субнаносекундного твердотельного Nd:LSB микролазера с диодной накачкой, позволяет сделать вывод о качественном согласии между результатами теоретической модели и опытными данными.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект Ф15-042).

1. Lo D., Ye C., Wang J. // Appl. Phys. B. 2003. V. 76, No. 6. P. 649–653.
2. Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. // IV Конгресс физиков Беларуси: Сб. трудов. Минск, 2013. С. 84–85.
3. Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. // Материалы IX Междунар. научно-техн. конф. «Квантовая электроника». Минск, 2013. С.90–91.
4. Рубинов А. Н., Рубинов Я. А., Катаркевич В. М., Эфендиев Т. Ш. // ЖПС. 2000. Т. 67, № 6. С. 721–724.
5. Bor Zs. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. V. 16, No. 5. P. 517–524.
6. Bor Zs., Müller A., Racz B., Schäfer F. P. // Appl. Phys. B. 1982. V. 27. P. 9–24.

КИНЕТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ РОС-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В. М. Катаркевич, Д. В. Новицкий, Т. Ш. Эфендиев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: katarkevich@dragon.bas-net.by

Лазеры на красителях с распределенной обратной связью (РОС), индуцируемой излучением накачки, являются простыми, удобными и эффективными источниками перестраиваемого по спектру узкополосного излучения. Возбуждение активной среды таких РОС-лазеров, как правило, осуществляется с помощью интерференционного поля, формируемого с помощью двух сходящихся пучков накачки с S -поляризацией. Это приводит к пространственно периодическому изменению концентрации возбужденных молекул красителя по длине активной среды и, как следствие, к формированию в ней динамической амплитудно-фазовой решетки. Вместе с тем, генерация излучения на основе РОС может быть получена и при однородной по длине зоны возбуждения интенсивности поля накачки, если при этом обеспечено пространственно-периодическое изменение состояния его поляризации. Последнее может быть достигнуто при возбуждении раствора красителя с помощью двух сходящихся ортогонально поляризованных пучков. Формируемая в таком случае решетка дихроизма усиления (поляризационная решетка) представляет собой новый способ реализации РОС в лазерах на красителях [1–3]. Несомненным достоинством использования для инициирования РОС поляризационной решетки является ее значительно менее инерционный характер. Это обусловлено полным отсутствием формирования в активной среде тепловой фазовой решетки. По указанной причине РОС-лазер на основе решетки поляризации представляется весьма привлекательным для целей получения одиночных пикосекундных импульсов при нано-, субнаносекундной накачке [4].

В настоящей работе впервые исследована кинетика излучения РОС-лазера на основе светоиндуцированной решетки поляризации при субнаносекундном возбуждении и показана возможность получения в нем стабильного режима генерации одиночных пикосекундных импульсов. В качестве активной среды РОС-лазера использовались этанольные растворы родамина 6Ж с концентрацией $C \approx 0.26$ ммоль/л. Накачка активной среды осуществлялась с помощью двух сходящихся ортогонально поляризованных пучков (S - и P -поляризация, соответственно) излучения второй гармоники ($\lambda_n = 532$ нм, $\Delta\lambda_{0.5} < 0.003$ нм) частотного ($f \leq 500$ Гц) твердотельного Nd:LSB микролазера с диодной накачкой

STA01SH-500 (Standa Ltd., Литва) с длительностью импульсов $\tau_{0.5} \approx 0.5$ нс, энергией $E_n \leq 80$ мкДж при стабильности энергии $\varepsilon \approx 0.4\%$ (СКО) и качестве пучка $M^2 < 1.2$. В зависимости от угла схождения пучков накачки длина зоны возбуждения раствора красителя в кювете составляла $L_{\text{РОС}} = 0.9 - 1.2$ см при высоте $h \approx 0.01$ см.

При указанных выше экспериментальных условиях возбуждения диапазон перестройки длины волны РОС-лазера составил 549 – 592 нм при ширине линии $\Delta\lambda_{0.5} < 0.01$ нм. В области максимума контура усиления красителя ($\lambda_r = 565$ нм) пороговая энергия возбуждения $E_{\text{пор}}$ не превышала ~ 1.85 мкДж, а КПД генерации достигал $\sim 60\%$.

Исследования кинетики излучения РОС-лазера, выполненные с использованием электронно-оптической камеры «Агат-СФЗ» (временное разрешение до ~ 2 пс), показали, что в общем случае в нем имеет место генерация цуга пикосекундных импульсов. При этом как число, так и интегральная длительность импульсов в цуге τ зависят от уровня накачки $\gamma = E_n/E_{\text{пор}}$, уменьшаясь с его понижением. При незначительных превышениях порога в РОС-лазере реализуется стабильный режим генерации одиночных пикосекундных импульсов. Так, например, если при уровне накачки $\gamma \approx 3.5$ ($\lambda_r = 565$ нм; $L_{\text{РОС}} \approx 1$ см) выходное излучение РОС-лазера представляло собой цуг из четырех импульсов с общей длительностью $\tau \sim 900$ пс, то понижение значения γ до ~ 3.0 и ~ 2.2 сопровождалось уменьшением числа генерируемых импульсов до трех и двух, соответственно, при $\tau \sim 700 - 800$ пс. При уровнях накачки $1 < \gamma < 1.7$ РОС-лазер генерировал одиночные пикосекундные импульсы, длительность которых зависела от степени превышения порога, уменьшаясь с ее повышением. При этом наиболее короткие импульсы ($\tau_{0.5} \approx 37$ пс; $\Delta\lambda_{0.5} \approx 0.0075$ нм) наблюдались при мощности возбуждения, соответствующей порогу появления второго импульса ($\gamma \approx 1.7$). Из полученных данных следует, что произведение длительности импульса $\tau_{0.5}$ на ширину спектра $\Delta\nu_{0.5}$ ($\Delta\nu_{0.5} = C\Delta\lambda_{0.5}/\lambda_r^2$, где C – скорость света в вакууме) составляет ~ 0.3 , свидетельствуя о спектрально-ограниченном характере генерируемых РОС-лазером одиночных пикосекундных импульсов.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект Ф15-042).

1. Lo D., Ye C., Wang J. // Appl. Phys. B. 2003. V.76, No.6. P.649–653.
2. Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. // IV Конгресс физиков Беларуси: Сб. трудов. Минск, 2013. С. 84–85.
3. Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. // Материалы IX Междунар. научно-техн. конф. «Квантовая электроника». Минск, 2013. С.90-91.
4. Bor Zs. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. V. 16, No.5. P. 517–524.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНЫХ ЭКРАНОВ И ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ МНОГОКАНАЛЬНЫХ МАТРИЦ РАССЕЯНИЯ

С. В. Малый, А. С. Орлова

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: maly@bsu.by

Неоднородные экраны и покрытия широко используются в различных устройствах и системах микроволновой и оптической техники. Электромагнитные свойства экранов и покрытий определяются на основе анализа бесконечных плоских периодических структур. Условия применения экранов и покрытий могут существенно отличаться от модельных. Прямое моделирование электродинамических устройств и систем с учетом всех конструктивных и материальных параметров экранов и покрытий ограничивается доступными вычислительными ресурсами.

Предлагается подход, позволяющий проводить эффективное моделирование электродинамических систем, в состав которых входят структурно неоднородные экраны и покрытия. Он базируется на комплексном использовании метода минимальных автономных блоков [1], методики усредненной матрицы рассеяния [2] и методики рекурсивной рекомпозиции [3].

Для описания электромагнитных свойств структурно неоднородных стенок и покрытий используются многоканальные матрицы рассеяния, полученные в рамках рекомпозиционного алгоритма. Для экранов, имеющих большую волновую толщину и периодическую структуру, при расчете многоканальной матрицы рассеяния целесообразно использовать алгоритм рекурсивной рекомпозиции. Существенное сокращение порядка многоканальной матрицы может быть достигнуто за счет методики усредненной матрицы рассеяния. Многоканальные матрицы рассеяния стенок и экранов используются в составе общей МАБ-модели моделируемого устройства.

Приводятся результаты применения методики для решения различных прикладных задач оптики и микроволновой техники.

1. Никольский В. В., Никольская Т. И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: Наука, 1983. 304 с.
2. Малый С. В., Рудницкий А. С. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2011. № 2. С. 23–27.
3. Малый С. В., Дежурко А. М., Малая А. С. // 25-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Материалы конференции. Севастополь, 6-12 сентября, 2015. С. 754–755.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ ИЗ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ

С. В. Малый

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: maly@bsu.by

Слоистые тонкопленочные структуры широко используются в оптических приложениях в качестве экранов, согласующих устройств, поглощающих покрытий, одномерных фотонных кристаллов. Периодическая модуляция структуры слоев существенно расширяет их электромагнитные свойства. Использование металлов в режиме плазмонного резонанса существенно расширяет оптические свойства слоистых металлодиэлектрических структур.

На базе метода минимальных автономных блоков [1] разработана вычислительная модель слоистой металлодиэлектрической структуры. Количество слоев в модели может быть произвольным. Плоский слой может состоять из произвольного материала, характеристики которого описываются скалярными комплексными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. В поперечном направлении структурные и материальные параметры слоев могут быть периодически модулированы. Предложенная модель позволяет рассчитывать спектр распространяющихся пространственных гармоник при дифракции на слоистой структуре плоской линейно поляризованной электромагнитной волны. В состав слоев могут входить композиты и метаматериалы. Для описания их свойств используются многоканальные или усредненные матрицы рассеяния [2].

Исследованы оптические свойства металлических пленок наноразмерной толщины, перфорированных прямоугольными и круглыми отверстиями. Проведен анализ резонансных свойств таких решеток в условиях проявления плазмонных резонансов. Рассмотрены оптические свойства металлических пленок при различных вариантах модуляции их поверхности.

Исследованы оптические свойства наноразмерных металлодиэлектрических систем, структура которых может быть реализована с использованием технологии наносферной литографии.

1. Никольский В. В., Никольская Т. И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: Наука, 1983. 304 с.
2. Малый С. В., Рудницкий А. С. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2011. № 2. С. 23–27.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЯМОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА И ПАРАКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ПУЧКА

Ж. В. Колядко, А. Е. Загорский

Мозырский государственный педагогический университет
им. И. П. Шамякина, Мозырь
E-mail: zh.kolyadko@mail.ru

Моделирование распространения и взаимодействия световых пучков обычно базируется на параксиальном приближении. В этом подходе предполагают, что изучаемые световые пучки имеют относительно большие поперечные размеры, намного превышающие длину световой волны, а исследуемые процессы протекают при малых углах дифракционного отклонения. В случае изучения распространения и взаимодействия узких пучков (ширина пучка сравнима с длиной световой волны), параксиальное приближение становится неприменимым [1]. Поэтому для узких световых пучков часто используется метод конечных разностей во временной области (finite differences in time domain (FDTD)) [2–6].

Алгоритм FDTD был впервые предложен Кейном Йи (Yee) в 1966 году [4]. Он разработал методику реализации явной конечно-разностной схемы для решения уравнений Максвелла в пространстве и времени [2, 5]. По этой методике уравнения Максвелла решаются дискретно, причем шаг по времени пропорционален пространственному шагу и обратно пропорционален скорости света [5]. Преимущества метода FDTD – это стабильность и относительно высокая точность [2, 5].

Рассмотрим двумерный световой пучок ТМ-типа (transverse magnetic wave) [4], который распространяется в керровской среде. Для описания распространения этого пучка будем использовать нелинейное векторное дифференциальное уравнение в частных производных [7].

Для проведения сравнения результатов моделирования распространения световых пучков (длина световой волны $\lambda = 0.53$ мкм), полученных методом FDTD [2–6], с результатами, основанными на параксиальном приближении, были выбраны следующие параметры среды: невозмущенный показатель преломления $n_0 = 2.46$, постоянная Керра $n_2 = 1.25 \cdot 10^{-18}$ м²/Вт [8], толщина среды $d = 50$ мкм.

Сначала рассмотрим распространение светового гауссова пучка с радиусом перетяжки $x_0 = 7$ мкм. В этом случае характерные размеры пучка значительно превышают длину световой волны. Как показывают численные расчеты, для выбранных параметров светового пучка дифракционная расходимость достаточно мала и результаты моделирования рас-

пространения двумерного светового пучка с гауссовым профилем распределения интенсивности на входе в нелинейную среду хорошо согласуются для двух рассмотренных методов.

Если же уменьшить размеры светового пучка ($x_0 = 1.3$ мкм), то результаты численных расчетов с использованием различных моделей демонстрируют серьезное отличие. При использовании метода FDTD, как показывают численные расчеты, уменьшение размеров пучка приводит к увеличению дифракционной расходимости пучка. Сравнение результатов, полученных обоими методами, вызывает некоторые трудности в связи с тем, что в параксиальном приближении оценивается огибающая усреднённой интенсивности светового пучка, а в методе FDTD вычисляются поверхности характеристических векторов световой волны. Поэтому сравнение проводилось по усредненной интенсивности световых волн на небольшом участке волны на выходе из нелинейной среды.

Известно, что в параксиальном приближении отбрасываются некоторые слагаемые, в частности градиент дивергенции напряженности электрического поля, и вторая производная по координате распространения светового пучка приравниваются к нулю. В результате для модели параксиального приближения не наблюдается ожидаемого более сильного дифракционного расхождения пучка. Поэтому результаты, полученные методом FDTD, заслуживают большего доверия. Однако решающее заключение остаётся всё-таки за экспериментом.

Таким образом, рассмотрено распространение узких световых пучков в керровской среде с использованием прямого решения уравнений Максвелла. Проведено сравнение результатов моделирования распространения световых пучков с использованием метода FDTD, с результатами, основанными на параксиальном приближении. Экспериментальное сравнение результатов для световых пучков с поперечными размерами, сравнимыми с длиной световой волны, в фоторефрактивных кристаллах предполагается рассмотреть в отдельной работе.

1. *Perez-Garcia V. M., Torres P., Garcia-Ripoll J. J., Michinel H.* // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 2000. Vol. 2. P. 353–358.
2. *Закиров А. В., Левченко В. Д.* // Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша. 2008. № 21. 20 с.
3. *Buddhi R.* // The Hilltop Review, Spring. 2011. Vol. 4, № 2. P. 45–54.
4. *Yee K. S.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966. Vol. AP-14. P. 302–307.
5. *Bellanca G., Semprini R., Bassi P.* // Opt. and Quant. Electr. 1997. Vol. 29. P. 233–241.
6. *Dadashzadeh N., Romanov O. G.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2014. Vol. 17, № 2. P. 169–176.
7. *Crosignani B., Yariv A., Mookherjee S.* // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 11. P. 1254–1256.
8. *Joseph R. M., Taflove A.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1997. Vol. 45, № 3. P. 364–374.

ВЛИЯНИЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТОК НА АКУСТО-ОПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОДНООСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Г. В. Кулак, Г. В. Крох

Мозырский государственный педагогический университет
им. И. П. Шамякина, Мозырь
E-mail: g.kulak57@mail.ru

Квазибездифракционные световые пучки представляют значительный практический интерес для лазерных технологий вследствие их уникального свойства, неизменной амплитуды светового поля в процессе их распространения. Наиболее интересными являются бесселевы световые пучки (БСП), энергия в поперечном сечении которых распределена в виде яркого центрального пятна, окруженного системой концентрических колец [1]. БСП находят широкое применение в области нелинейной кристаллооптики (см. например [2]).

В настоящей работе с использованием теории связанных волн рассмотрены особенности брэгговской акустооптической (АО) дифракции БСП в гиротропных одноосных кристаллах с учетом кубической нелинейности, приводящей к возникновению светоиндуцированных решеток наряду с ультразвуковой (УЗ) [3].

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия, для которой медленная сдвиговая УЗ волна распространяется вдоль направления $[110]$ кристалла парателлурита (TeO_2) и световая волна распространяется под углом Брэгга φ_B к оси $[001]$. Если волна является линейно поляризованной, то в среде возможны четыре типа взаимодействий эллиптически поляризованных мод, для каждого из которых существует свой угол Брэгга [3]. Рассмотрим геометрию АО взаимодействия для которой УЗ волна распространяется в гиротропном одноосном кристалле в направлении оси X и занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$ системы координат XYZ . Наряду с добавкой $\Delta\hat{\epsilon}^s$ вследствие эффекта фотоупругости в поле мощной световой волны возникает добавка $\Delta\hat{\epsilon}^{nl}$ из-за кубической оптической нелинейности.

Из рис. 1 следует, что эффективность стоксовой дифракции с повышением частоты ультразвука ($b < 0$, рис. 1, *a*) значительно выше, чем при антистоксовой ($b > 0$, рис. 1, *б*), соответствующей повышению частоты света (b – нелинейный коэффициент). Данный эффект объясняется синфазным (противофазным) влиянием светоиндуцированной фазовой решетки на эффективность брэгговской АО дифракции при стоксовой (антистоксовой) дифракции соответственно. Показано, что при стоксовой дифракции электрострикционная решетка способствует увеличению

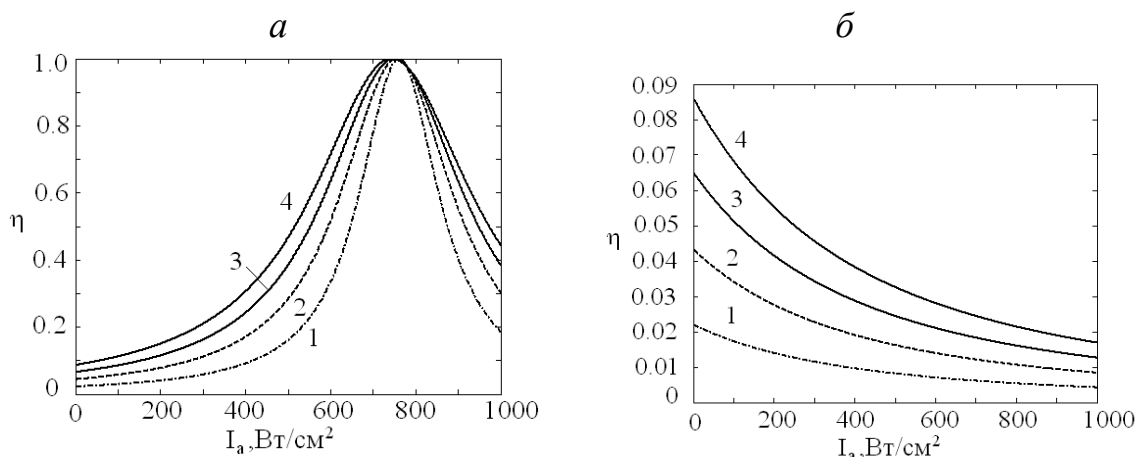


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η от интенсивности света I_0 при различных интенсивностях УЗ волны I_a : 1-1, 2-2, 3-3, 4-4 Вт/см² ($l = 0,5$ см, $g_{nm} = 3 \cdot 10^6$ – интеграл перекрытия; кристалл TeO_2 ; а – стоксов режим дифракции, б – антистоксов режим)

эффективности дифракции света на ультразвуке. В случае антистоксовой дифракции электрострикционная решетка находится в противофазе по отношению к УЗ решетке и тормозит данный процесс. Исследована зависимость эффективности дифракции η от интенсивности ультразвука I_a при различных интенсивностях падающего светового пучка для дифракции на медленной сдвиговой УЗ волне в кристалле TeO_2 . Показано, что при малых $I_0 \leq 100$ Вт/см² изменение эффективности дифракции близко, к описываемому функцией $\eta = \sin^2(al)$, где a – постоянная связи дифрагированных световых волн. При увеличении интенсивности света проявляется нелинейный характер зависимости с существенными отклонениями от синусоидального закона. При антистоксовой дифракции наклон кривых изменяется и при значительных интенсивностях света $I_0 \sim 10^3$ Вт/см² наблюдаются резкие изменения дифракционной эффективности. Аналогичные особенности АО дифракции имеют место для кристаллов кварца ($\alpha\text{-SiO}_2$) и теллура (Te). Однако при этом эффективность дифракции значительно ниже, чем для кристаллов TeO_2 .

Таким образом, интенсивные бесселевы световые пучки могут успешно применяться для эффективных АО преобразований в гиротропных одноосных кристаллах. На этой основе возможно создание нового типа АО устройств для управления интенсивными квазибездифракционными пучками бесселева типа.

1. Durnin J. // J. Opt. Soc. Am. 1987. V. 4, № 4. P. 651 – 654.
2. Белый В. Н., Казак Н. С., Кондратюк Н. В., и др. // Квант. электрон. 1998. Т. 25, № 11. С. 1037 – 1042.
3. Кулак Г. В., Смирнов А. Г. // Опт. и спектр. 1999, Т. 86, № 4, С. 599 – 602.

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУОСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Г. В. Кулак, Г. В. Крох

Мозырский государственный педагогический университет
им. И. П. Шамякина, Мозырь
E-mail: g.kulak57@mail.ru

Эффективное коллинеарное акустооптическое (АО) преобразование бесселевых световых пучков (БСП) вблизи оптической оси одноосного кристалла исследовано в работе [1]. Особенности АО преобразования гауссовых световых пучков в двуосных гиротропных кристаллах исследованы в работе [2]. В настоящей работе рассмотрен режим коллинеарного АО взаимодействия бесселевых световых пучков (БСП) в условиях внутренней конической рефракции. Такой режим перспективен для создания перестраиваемых коллинеарных АО фильтров на основе БСП.

С использованием метода преобразования Фурье найдены выражения для потоков мощности дифрагированных кольцевых пучков внутренней конической рефракции в замкнутой форме. Установлено, что при малых интенсивностях ультразвуковой волны имеет место существенное изменение эффективности дифракции при увеличении длины акустооптического взаимодействия; при больших интенсивностях ультразвука интенсивности дифрагированных пучков выравниваются. При коллинеарной АО фильтрации БСП в условиях внутренней конической рефракции ширина полосы пропускания устройства определяется выражением: $\Delta\lambda = 0,8\lambda_0^2 / n^3 g_n l$ (l – длина АО взаимодействия, g_n – проекция вектора гирации на направление бинормали, n – показатель преломления кристалла, λ_0 – центральная длина волны оптического спектра). Для кристалла йодноватной кислоты (α – HIO_3) ширина полосы пропускания АО фильтра на центральной длине волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм составляет $\Delta\lambda = 13 \text{ \AA}$ при длине АО взаимодействия $l = 10$ мм.

Таким образом, в двуосных гиротропных кристаллах возможно эффективное низкочастотное коллинеарное АО преобразование бесселевых световых пучков в два кольцевых пучка в условиях внутренней конической рефракции с узкой полосой спектра.

1. Belyi V. N., Khilo P. A., Kazak N. S., Khilo N. A. // Optics commun. 2014. V. 325. P. 84–91.
2. Кулак Г. В. // ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 496–500.

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ С РАДИАЛЬНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

П. А. Хило¹, Н. А. Хило²

¹Гомельский государственный технический университет
им. П. О. Сухого, Гомель

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: khilo_p@tut.by

Среды с регулярными доменными структурами представляют значительный интерес для реализации эффектов квазисинхронного нелинейно-оптического взаимодействия [1, 2] и устройств управления параметрами лазерного излучения [3]. Одноосные периодически поляризованные кристаллы, в которых могут быть сформированы высококачественные периодически структуры, привлекательны для решения таких задач благодаря высоким значениям коэффициента нелинейной оптической восприимчивости второго порядка.

В работе предложена и исследована схема квазисинхронной генерации радиально поляризованного бесселева светового пучка (БСП) удвоенной частоты при неколлинеарном взаимодействии двух необыкновенных световых волн распространяющихся под углом β к оптической оси \vec{c} одноосного кристалла класса симметрии $4mm$ ($\vec{c} \parallel$ оси Z) с радиальной симметричной периодической модуляцией тензора нелинейной восприимчивости $d_{ij}(\rho) = d_{ij}^{ef} (\cos 2\pi\rho/\Lambda + \delta)$, где $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ поперечная радиальная компонента, Λ – период круговой модуляции, $d_{ij}^{ef} = 2d_{ij}/m\pi$, δ – фазовый сдвиг периодической структуры.

Аналитически и численно показано, что данная геометрия позволяет реализовать квазисинхронное $ee-e$ взаимодействие в условия поперечного фазового синхронизма и генерировать вторую гармонику в форме радиально поляризованного бесселева пучка, задействовав при этом максимальную компоненту тензора нелинейной поляризации d_{33} .

Найдены условия продольного и поперечного фазового синхронизма и показано, что выполнение условия поперечного фазового синхронизма при заданном периоде модуляции нелинейной восприимчивости достигается изменением угла генерации второй гармоники, при этом подстройка под продольный синхронизм достигается за счет изменения направления распространения волны основной частоты. В частности, для кристалла ниобата калия лития ($K_3Li_2Nb_5O_{15}$) для первой Фурье-

компоненты радиально-периодической модуляции нелинейности при угле конуса порядка 5° период модуляции должен составляет 2.5 мкм, что легко достижимо современными методами поляризации доменной структуры кристаллов. Показано что геометрия взаимодействия имеет азимутальную симметрию, следовательно, излучение волны второй гармоники не должно зависеть от азимутального угла и должно иметь форму концентрического конуса.

В предположении, что нелинейное взаимодействие приводит к z -модуляции скалярной амплитуды волны второй гармоники, и с учетом того, что все плоскотоволновые компоненты БСП генерируются в одинаковых условиях продольного и поперечного синхронизмов вследствие цилиндрической симметрии задачи, получены укороченные уравнения для амплитуды поля основной частоты и второй гармоники, содержащие интеграл перекрытия $g(q)$

$$g(q) = \frac{1}{\sqrt{W(q)}} \int_0^{R_b} J_0(q\rho) \cos(K\rho + \delta) \rho d\rho,$$

характеризующий эффективность генерации второй гармоники, где A_1 – нормированная амплитуда световой волны основной частоты, $W(q)$ – нормировочный коэффициент, $J_0(q\rho)$ – бesselева функция нулевого порядка, R_b – радиус бesselева пучка, $\delta = \frac{4\pi(2\omega)^2}{c^2 2k_{2z}} (d_{31}^{ef} \cos \beta + d_{33}^{ef} \sin \beta)$.

Исследована зависимость интеграла перекрытия от соотношения поперечных компонент волновых векторов генерируемого бesselева пучка q и поперечной периодической структуры K при разных углах конуса генерируемой второй гармоники для кристалла ниобата калия лития ($K_3Li_2Nb_5O_{15}$). Показано, что максимальное значение интеграла перекрытия достигается при выполнении условия поперечного фазового синхронизма при генерации бesselева пучка второй гармоники $q = K$, не зависит от угла конуса генерируемой гармоники, а сам максимум сужается при увеличении угла генерируемого бesselева пучка.

1. Хило П. А., Петрова Е. С. // ЖПС. 2005. Т. 72, № 6. С. 752–755.
2. Kasimov D., Arie A., Winebrand E. et. al. // Optics Express. 2006. Vol.14, No. 20. P. 9371–9376.
3. Saltiel S., Krolkowski W., Neshev D., Kivshar Y. // Optics Express. 2007. Vol.15, No. 7. P. 4133–4138.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНОВСКИХ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ 3D ЛИНЗ

Н. Н. Кольчевский, П. В. Петров

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kolchevsky@bsu.by

Преломляющие рентгеновские линзы используются для фокусирования, коллимирования и создания изображений. Основные параметры преломляющих линз: апертура 5–500 мкм, количество преломляющих микролинз – 10–500, фокусное расстояние – 0,1–2 м, передача 0,1–90 %. По сравнению с отражающей и дифракционной, рентгеновская оптика применима в более широком диапазоне энергий фотонов.

На сегодняшний день в мире разработано более десятка преломляющих рентгеновских 2D и 3D линз. Особый интерес для исследования представляют 3D преломляющие рентгеновские линзы из-за своей необычной структуры. На рис. 1 представлен образец, полученный в СНИЛ БГУ путем последовательного выращивания и заморозки раствора из глицерина в воде. 3D линза, полученная в итоге такой последовательности операций, представляет собой гексагонально-плотнупакованную структуру из пузырей воздуха [1].

Целью доклада является демонстрация оптических характеристик, таких как радиус диафрагмы, пропускание, фокусное расстояние 3D линз на примере структуры с кубической компоновкой микролинз.



Рис. 1. Образец 3D-линзы с гексагональной структурой, полученной в СНИЛ кафедры физической электроники и нанотехнологий БГУ

Все возможные структуры 3D линзы представляет собой упаковку из шаров равного радиуса. При описании правильной внутренней структуры 3D преломляющей линзы будем пользоваться понятием периодической решетки. Периодическая решетка представляет собой пространственную сетку, в узлах которой располагаются сферы, образующие преломляющие микролинзы. Для описания положения этих микролинз воспользуемся математическим аппаратом кристаллографии, а именно индексами Миллера, или HKL координатами.

Координаты H и K показывают количество линз, расположенных в соответствующих рядах при переходе на плоскость, L – количество таких плоскостей.

Разработано программное обеспечение <X-RAY GONIOMETER>, позволяющее для 2D и 3D преломляющих линз, с учетом периода и характерных углов решетки, радиуса отдельной линзы, протяженности структуры, энергии плазменных колебаний, энергии фотонов рентгеновского излучения, показателя поглощения, направления НКЛ, радиуса диафрагмы, вычислять параметры фокусного расстояния и пропускания.

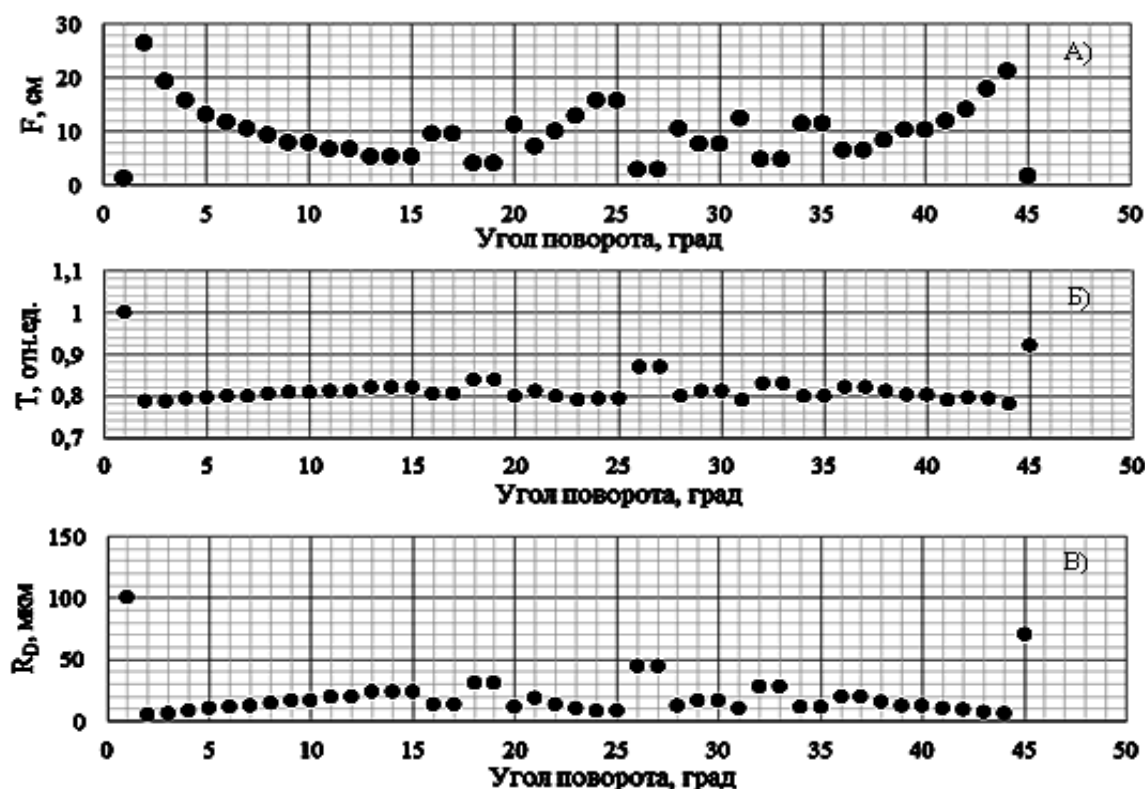


Рис. 2. Зависимость фокусного расстояния (А), пропускания (Б) и радиуса диафрагмы (В) от угла поворота 3D-линзы с кубической упаковкой микролинз.

Результаты моделирования пропускания, фокусного расстояния и радиуса диафрагмы 3D линзы при энергии рентгеновских фотонов 8 кэВ, в зависимости от угла поворота, представлены на рис 2. Параметры для расчета линзы были выбраны исходя из реальных, получаемых в условиях лаборатории образцов: радиус отдельной микролинзы $R = 50$ мкм, протяженность всей структуры $L = 5$ см, период решетки 100 мкм. Как можно заметить, для кубической упаковки микролинз для направления $[100]$, которое соответствует углу 0° и направления $[110]$, для угла поворота 45° присуще наименьшее значение фокусного расстояния и наибольшее значение пропускания.

1. Сороко И. И., Кравченко О. И., Яскевич Ю. Р. и др. // Физика конденсированного состояния: Матер. 23-й междунар. науч.-практ. конф. Гродно, 16 апр. 2015, С. 185.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНЗАХ

Ю. Р. Яскевич, Н. Н. Кольчевский, П. В. Петров, Г. И. Хилько,
Ю. И. Дудчик

Белорусский государственный университет, Минск
E-mail: kolchevsky@bsu.by

Основными проблемами при создании рентгенооптических систем и элементов является, во-первых, сложность их изготовления и высокие требования к качеству исполнения, а во-вторых, недолговечность многих материалов. Приборы рентгеновской оптики являются достаточно дорогостоящими, и их проектирование и проведение экспериментов требует больших материальных затрат. Поэтому, в данном случае, актуальным является использование методов компьютерного моделирования, особенно на этапах планирования эксперимента и априорной (теоретической) оценке ожидаемых результатов.

Разработана параллельная программа «Xray-SKIF» для расчета распределения интенсивности излучения в преломляющей рентгеновской линзе в приближении геометрической оптики. Полученные данные позволяют восстанавливать распределение поля в фокусе рентгеновской составной линзы на детекторе с разрешением 10 нм.

Расчеты для рентгенооптических систем ведутся в приближении геометрической оптики ($\lambda \ll$ линейных размеров) методом Монте-Карло в структурах с большим числом преломляющих поверхностей. В качестве модели взята составная микрокапиллярная линза [1]. Программа «Xray-SKIF» написана на языке программирования C++. Для распараллеливания программы применялся интерфейс MPI. Запуск и выполнение программы производились на суперкомпьютере СКИФ-БГУ. Расчет позволяет строить трехмерное изображение распределения интенсивности в фокусном пятне для рентгеновской линзы. Дифракционное разрешение высчитывается как:

$$R_{dif} = 0,61 \frac{\lambda L}{R_{линзы}}, \quad (1)$$

где L – расстояние от линзы до детектора.

С использованием разработанной параллельной программы «Xray-SKIF» были рассчитаны распределения интенсивности излучения в преломляющей рентгеновской линзе в приближении геометрической оптики для 10^8 лучей. Для построения статистически достоверных результатов

каждая точка распределения должна содержать 10^3 – 10^4 отдельных лучей. Область распределения в ортогональном оптической оси направлении существенно ограничена возможностями вычислительной системы. Полученные данные позволяют восстанавливать распределение поля рентгеновской линзы в фокусном пятне и качественно восстанавливать картины концентрирования потока лучей.

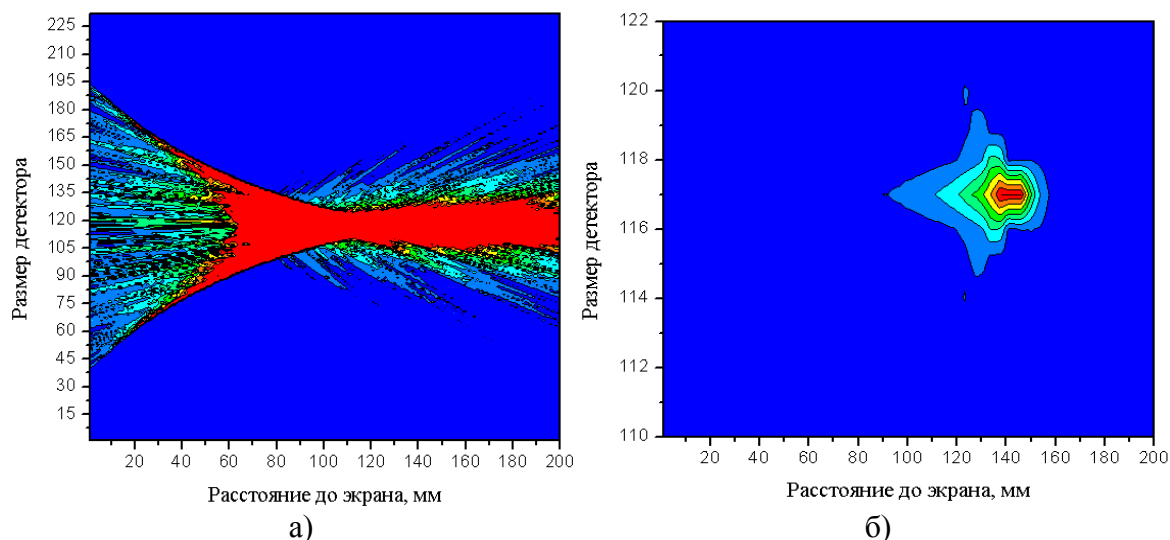


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения на детекторе при
а) малой б) большой интенсивности

На рис. 1 показано распределение интенсивности рентгеновского излучения на детекторе при различной пороговой интенсивности. При малой пороговой интенсивности (рис. 1, а) наблюдается концентрирование линзой потока энергии в фокусе линзы. Кружок рассеяния, характеризующий наименьший диаметр сфокусированного пучка, может быть рассчитан в теории сферических aberrаций третьего порядка. Наивысшая интенсивность достигается в небольшой области (рис. 1, б) вытянутой в направлении оптической оси. Геометрический вид картины распределения интенсивности зависит от aberrации системы и пропускания рентгеновской линзы. Форма фокусного пятна, регистрируемая в эксперименте, зависит от зоны чувствительности детектора и определяется глубиной его активной области.

Для получения результатов большей точности необходимо на несколько порядков увеличить количество лучей используемых в расчетах. Однако это можно сделать только при использовании более совершенных вычислительных систем.

1. Dudchik Yu. I., Kolchevsky N. N. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1998. V. A 421. P. 361.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ФАЗОВОГО СДВИГА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СВЕТА ЧЕРЕЗ ПЛЕНКИ ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

А. В. Агашков, Н. А. Хило, А. М. Варанецкий

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: a.agashkov@ifanbel.bas-net.by

Идея расширения традиционного набора оптических сред за счет включения в него материалов с отрицательным показателем преломления была последовательно развита Веселаго в статье [1]. В частности, было показано, что слой материала с $n < 0$ может действовать подобно оптической линзе, а именно, фокусировать падающий расходящийся световой пучок. В последние годы интерес к таким материалам сильно возрос, что обусловлено, в первую очередь, возросшими технологическими возможностями их создания (см., напр. [2]). Значительную роль также сыграла статья Пендри [3], где показано, что слоистая структура металл-диэлектрик (МД) может фокусировать не только бегущие волны, но и ближнее поле. В последнем случае оптическое разрешение не ограничено известным пределом $\Delta x = \lambda/2NA$, где NA – числовая апертура, и поэтому плоские линзы ближнего поля весьма перспективны в оптической нанолитографии (см., напр. [4]).

Ранее было показано, что ключевым признаком плоской линзы является вогнутость ее фазовой характеристики [5]. Как показал анализ, для прямого измерения фазового сдвига $\Delta\varphi$ света, прошедшего слой метаматериала, необходимо использовать специфические интерферометрические методы. Если метаматериал обладает выраженной анизотропией, то фазовый сдвиг может рассчитан из измерения разности фаз ортогонально поляризованных пучков [6]. К сожалению, общепринятая конфигурация дифференциального поляризационного интерферометра (walk-off interferometer) обладает существенными недостатками применительно к данной задаче. Во-первых, в ней достаточно сложно исследовать зависимость фазового сдвига пучка света $\Delta\varphi$ от угла падения θ_{in} . Во-вторых, она не обеспечивает корректного измерения фазового сдвига при наличии сильного поглощения в исследуемом материале. В данной работе на основании теоретического расчета проведено прямое измерение фазовых сдвигов при прохождении света через двухслойные МД- пленки. Для расчета фазового сдвига использован известный метод матрицы переноса. Трудности в прямом измерении отрицательного фазового сдвига были успешно преодолены с помощью разработанного нами модифицированного дифференциального поляризационного интерферометра. На

рис. 1 показаны графики зависимости $\Delta\varphi(\theta_{in})$ ТМ-поляризованного пучка на длине волны света $\lambda = 632.8$ нм для образца, состоящего из подложки из стекла К8 (2.9 мм), слоя SiO_2 (100 нм), и нанесенной на часть поверхности двухслойной пленки Ag (20 нм) / SiO_2 (10 нм). Высокочастотные биения интенсивности из-за интерференции в подложке устранялись уменьшением ширины гауссова пучка и исключением углов падения, близких к нормальному. Как видно из рисунка, совпадение расчетной и экспериментальной кривых достаточно хорошее. Точность совпадения возрастает с ростом угла падения из-за более полного подавления интерференционного эффекта. Зависимости $\Delta\varphi(\theta_{in})$ и оптической разности хода $\Delta d(\theta_{in})$ для p - и s -поляризованных пучков для структуры $\text{Ag}(20 \text{ нм})/\text{SiO}_2(20 \text{ нм})$ представлены на рис. 2. Как следует из приведенной экспериментальной зависимости, с ростом угла падения появляется и монотонно возрастает анизотропия фазового сдвига и оптической разности хода для p - и s -поляризации.

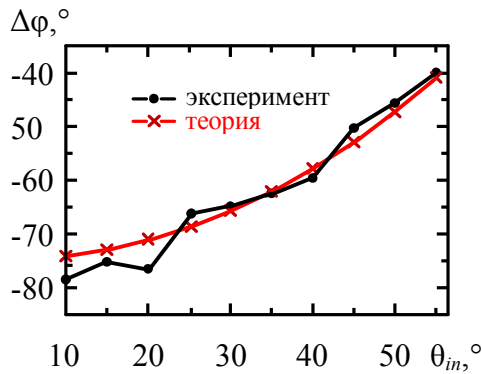


Рис. 1. Фазовый сдвиг в структуре Ag (20 нм)/ SiO_2 (10 нм)

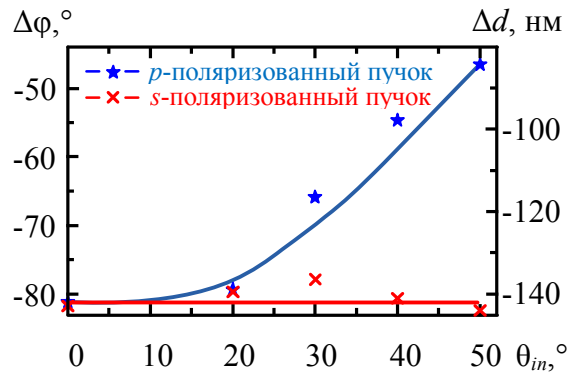


Рис. 2. Фазовый сдвиг и оптическая разность хода для s - и p -поляризованных пучков в структуре Ag (20 нм)/ SiO_2 (20 нм)

Таким образом, прямыми измерениями экспериментально подтвержден отрицательный фазовый сдвиг светового поля двухслойной структурой Ag/SiO_2 . Экспериментально обнаружено появление и монотонный рост анизотропии фазового сдвига (оптической разности хода) для p - и s -поляризованных пучков, прошедших через подобную структуру.

1. Веселаго В. Г. // УФН. 1967. Т. 92, № 3. С. 517–526.
2. Cai W., Shalaev V. // Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications. NY: Springer-Verlag. 2010. 200 p.
3. Pendry J. B. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, No. 18. P. 3966–3969.
4. Blaikie R. J., Melville D. O. S., Alkaisi M. M. // Microelectronic Engineering 83. 2006 P. 723–729.
5. Belyi V., Binhussain M., Khilo N., Kazak N. // Advance Electromagnetics. 2014. V. 3. P. 1–5.
6. Kildishev A. V., Cai W., Chettiar U. K. et al // JOSA B. 2006. Vol. 23. P. 423–433.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧИРПИРОВАННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ КПЖК ФОТОННЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПРОСТРАНСТВЕННО- НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. О. Семкин, С. Н. Шарангович

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, Томск, Россия
E-mail: a.o.semkin@gmail.com

Неоднородные фотонные структуры (ФС) имеют широкий спектр возможных применений. Среди них – повышение эффективности ввода излучения в волокна, за счет более широкой угловой апертуры таких структур. Данный эффект для дифракционных решеток с линейно меняющимся периодом в фотополимерных материалах был показан в [1]. Формирование подобных структур в капсулированных полимером жидких кристаллах (КПЖК) позволяет управлять их характеристиками, а пространственная неоднородность воздействия позволяет частично компенсировать неоднородность отклика структуры на внешнее поле.

Целью данной работы является исследование влияния вида неоднородности управляющего электрического поля на дифракционные характеристики чирпированных фотонных КПЖК-структур с точки зрения максимальной компенсации их асимметрии.

Для описания дифракционного поля на выходе ДС воспользуемся методикой, приведенной в [2–5]. Распределение амплитуды дифракционного поля найдено путем решения уравнений связанных волн (УСВ) двумерной дифракции Брэгга необыкновенных волн для однородного амплитудного профиля и квазиквадратичного фазового профиля ДС [2, 3] при пространственно неоднородном электрическом поле, заданном в виде $E(y) = \text{ch}[c \cdot (s \cdot y - t)]^{-1} - g$, где y – координата, направленная вдоль вектора решетки; c, s, t, g – коэффициенты аппроксимации.

Вид функции $E(y)$ приведен на рис. 1, а. Амплитудные распределения дифракционного поля на выходе ФС $|E_1(\Delta, E)|^2$ в зависимости от относительной фазовой расстройки Δ , определенные аналогично [2], для функций различного вида, при $E = 1.1E_c$, представлены на рис. 1, б.

Для количественной оценки компенсации асимметрии характеристики ФС внешним воздействием $E(y)$ различной формы (см. рис. 1, а), в зависимости от величины воздействия, оценим симметрию зависимости $|E_1(\Delta, E)|^2$ относительно прямой $\Delta = 0$ по следующему выражению:

$$\delta(E) = \left(\int_{-20}^0 |E_1(\Delta, E)|^2 d\Delta - \int_0^{20} |E_1(\Delta, E)|^2 d\Delta \right) \cdot \left(\int_{-20}^0 |E_1(\Delta, E)|^2 d\Delta \right)^{-1} \cdot 100\%. \quad (1)$$

Результаты вычислений $\delta(E)$ приведены на рис. 1, в.

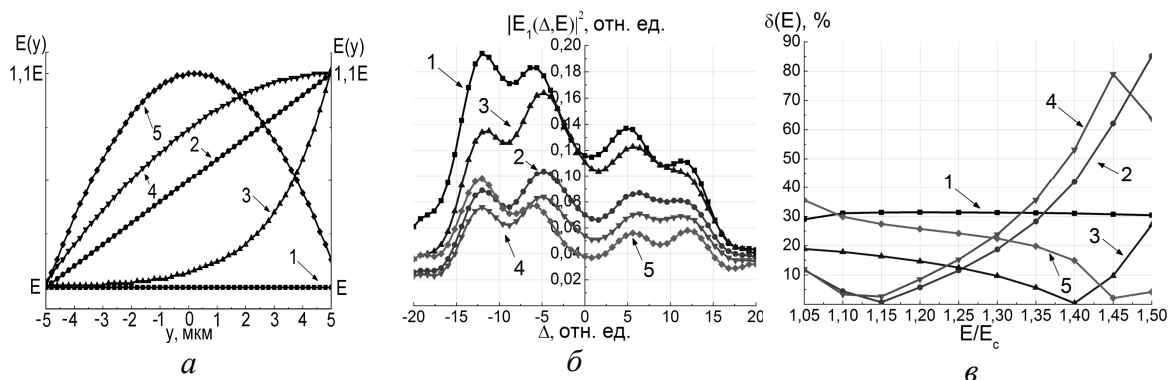


Рис. 1. Вид функции неоднородности внешнего воздействия (а), соответствующие дифракционные характеристики (б) и оценка компенсации неоднородности характеристики (в)

Из анализа рис. 1 видно, что однородное воздействие различной величины (кривая 1) обуславливает асимметрию характеристики на уровне около 31 % (рис. 1, в). Линейно неоднородное воздействие (кривая 2) и возрастающая, выпуклая вверх функция (кривая 4) обеспечивают компенсацию асимметрии характеристики до уровня не более 10 % при величинах напряженности внешнего поля $E = 1 \div 1.25E_c$, однако при величине $E > 1.35E_c$ степень неоднородности характеристики ДС резко возрастает. С другой стороны, возрастающая, выпуклая вниз (кривая 3) и колоколообразная (кривая 5) функции внешнего воздействия компенсируют асимметрию характеристики до уровня не более 10 % при величинах напряженности внешнего поля $E = 1.3 \div 1.5E_c$ и более.

Таким образом, показано, что для каждой области значений величины напряженности внешнего поля существует свой оптимальный вид функции неоднородности внешнего воздействия $E(y)$.

Работа выполнена в рамках базовой части гос. задания Минобрнауки РФ на 2015 год (проект № 3642).

1. Dovolnov E. A., Sharangovich S. N., Sheridan J. T. // OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS). 2005. 99. P. 337–342.
2. Семкин А. О., Шарангович С. Н. // Фотоника нано и микроструктур: Матер. 3-й Междунар. школы-семинара. Томск: ТУСУР, 2015. С. 35.
3. Кушнарев И. Н., Шарангович С. Н. // ЖТФ. 1993. Т. 63, № 2. С. 24–42.
4. Семкин А. О., Шарангович С. Н. // Квантовая электроника: Матер. IX Междунар. науч.-техн. конф. Минск: Изд. центр БГУ, 2013. С. 24–25.
5. Семкин А. О., Шарангович С. Н. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2014. №.1 (31). С. 136–140.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ В $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТОЛЩИНАХ КРИСТАЛЛА

А. В. Макаревич¹, В. В. Шепелевич¹, О. Н. Проц¹,
К. Ю. Пиляк¹, П. И. Ропот²

¹Мозырский государственный педагогический университет
им. И. П. Шамякина, Мозырь

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: vasshep@inbox.ru

При экспериментальном исследовании дифракционной эффективности голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах особое внимание обычно уделяется выходным характеристикам голограмм, сформированных при различных значениях азимутов поляризации взаимодействующих в кристалле световых волн и пространственных ориентаций кристалла. Фиксированным параметром при проведении таких экспериментов, как правило, остается толщина используемого кристаллического образца (см., например, [1, 2]). Однако, в [3] недавно была показана возможность и описана методика экспериментального исследования зависимости дифракционной эффективности голограмм, записанных в кристалле типа силленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), от его толщины. При проведении исследований использовался один кристаллический образец среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с фиксированной толщиной $d_0 = 8$ мм.

Полученные экспериментальные данные о зависимостях дифракционной эффективности голограмм η от ориентационного угла θ кристалла BSO для двух выбранных значений толщины 5.2 мм и 8 мм при фиксированных азимутах линейной поляризации считывающего опорного пучка $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$ представлены на рисунке. Следует отметить, что в [3] особое внимание было уделено теоретическим и экспериментальным зависимостям $\eta(\theta, d)$ при фиксированных значениях Ψ_0 и $\eta(d)$ при фиксированных θ и Ψ_0 , а зависимости $\eta(\theta)$ при фиксированных Ψ_0 и d не рассматривались. Однако именно такие зависимости также могут быть полезными при оптимизации результатов подобных исследований.

При теоретическом анализе экспериментальных данных были использованы ранее полученные результаты из [4, 5] и параметры кристалла BSO из [4–6]. Направление отсчета ориентационного угла θ от кристаллографического направления $[001]$ к вектору голографической решетки \vec{K} выбиралось в соответствии с [5]. Амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда E_{sc} составляла 37.9×10^3 В/м и со-

ответствовала наилучшей корреляции теории с экспериментальными данными.

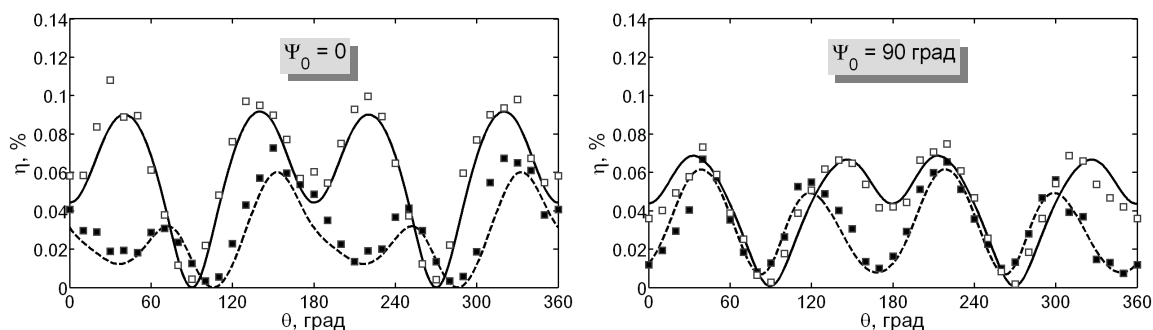


Рис.1. Зависимость дифракционной эффективности η голограмм, записанных в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ при фиксированных значениях Ψ_0 и d , от ориентационного угла кристалла θ :

■ и □ – экспериментальные точки при $d = 5.2$ мм и 8 мм соответственно; штриховая и сплошная линии – результаты теоретического анализа при $d = 5.2$ мм и 8 мм соответственно

Из рисунка видно, что экспериментальные данные и теоретические кривые имеют удовлетворительное согласование. При этом следует отметить, что экспериментальные значения η были одновременно получены нами более чем для трехсот дискретных значений толщин d исследованного кристалла BSO. Разработанная экспериментальная методика может эффективно применяться в прецизионных исследованиях других объемных голографических сред.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 2.2.18 Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника») и БРФФИ (проект Ф15-154), а также Минобрнауки Российской Федерации в рамках базовой части Госзадания на 2015 год.

1. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Санкт-Петербург: Наука, 1992. 320 с.
2. Solymar L., Webb D. J., Grunnet-Jepsen A. The Physics and Applications of Photorefractive Materials. Oxford: Clarendon Press, 1996. 493 p.
3. Макаревич А. В., Шепелевич В. В., Ропот П. И. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т 41, № 19. С.46–54.
4. Шандаров С. М., Шандаров В. М., Мандель А. Е., Буримов Н. И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007. 242 с.
5. Шепелевич В. В. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах. Минск: Изд. центр БГУ, 2012. 254 с.
6. Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Переломова Н. В. и др. Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.

УСТОЙЧИВОСТЬ НУТАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ИЗЛУЧЕНИИ, ОТРАЖЁННОМ ТОНКОЙ ПЛЁНКОЙ

Ю. В. Юревич, В. А. Юревич, И. В. Марченко

Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова,

Могилёв

E-mail: va_yurevich@mail.ru

Нелинейные факторы, сопровождающие резонансное взаимодействие, способны нарушить когерентность поля и поляризации и значительно усложнить динамику когерентных процессов. К этим факторам относят диполь - дипольное взаимодействие, которое типично для материалов с высокой концентрацией активных центров и относительно большими дипольными моментами, присущими этим структурным элементам – так называемых плотных резонансных сред. Считается, что подобные материалы представлены также полупроводниковыми квантоворазмерными гетероструктурами, резонансно реагирующими на излучение в экситонной области спектра. Подобные структуры являются также удобной экспериментальной и теоретической моделью для изучения динамики когерентных эффектов. На их основе в тонкоплёночном исполнении разрабатываются нелинейные модулирующие элементы в компактных оптических устройствах обработки информации. Изучение особенностей динамики их реакции на излучение в когерентном режиме поэтому представляет нетривиальную и практически важную проблему.

В этой связи поставлена задача моделирования динамики отражения резонансно поляризуемой плёнки в рамках полуклассического подхода с использованием приближения сверхтонкого слоя. Нелинейный отклик среды описывается уравнениями квантовомеханической матрицы плотности, поле (отраженное E_r , прошедшее E и действующее на атомы) - соотношениями, полученными из электродинамических условий для полей и граничного слоя с резонансной поляризацией:

$$\begin{aligned} E_r = -r E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0(\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}, \quad E = \frac{2}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0(\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}, \\ \frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{d\rho}{dt} + \omega_0 \left(\omega_0 - \frac{2\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} n \right) \rho = \frac{2\mu}{\hbar} \omega_0 n E, \quad \frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} (n-1) = \frac{2\mu}{\hbar \omega_0} \frac{d\rho}{dt} \left(E + \frac{\mu N}{3\varepsilon_0} \rho \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_i – напряжённость приложенного поля, ρ и n – вероятностные переменные поляризованности и разности населённости, μ – матричный элемент дипольного перехода, N – концентрация активных диполей, T_1 и T_2 – времена продольной и необратимой фазовой релаксации, η и l – показатель преломления и толщина слоя, r_0 – коэффициент отражения

слоя. Система (1) модифицирована с учётом вклада в действующее на активные центры поле ближних полей элементарных диполей. Отстройка частоты от резонанса ω_0 тогда зависит от разности населённости и в силу этого носит нелинейный характер. Модельные параметры среды выбраны для квантоворазмерных структур на основе InGaAs.

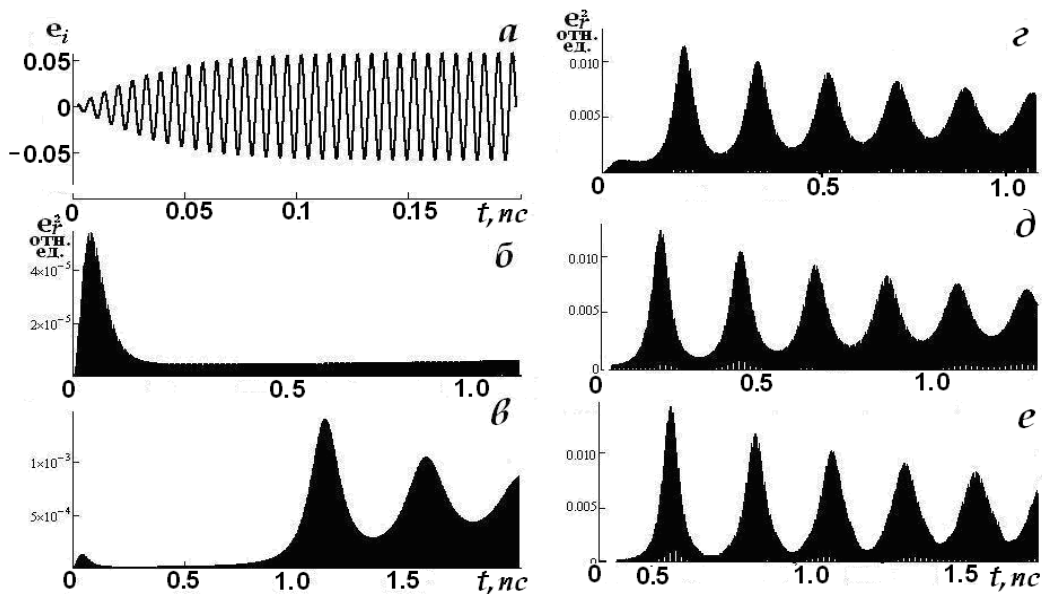


Рис. 1. Форма приложенного сигнала (а), $e_0 = 0.05$ (б), 0.15 (в), 1.25 (г – е), $\kappa = 1.2$; (б); 2.0 (в, г), 2.5 (д), 3.0 (е), $T_2 = 1 \cdot 10^{-11}$ с, $\omega_{12} = 1.45 \cdot 10^{14}$ рад/с

На рисунке для разного уровня возбуждения и ненасыщенного поглощения, рассчитываемого как $\kappa = \mu^2 N l \omega_{12} T_2 / \epsilon_0 \hbar c$, приведена временная картина интенсивности нормированного отражённого поля $e_r = \mu E_r / \hbar \omega_{12}$.

Судя по зависимостям, варианты расчёта мощности отражённого сигнала представлены, в основном, серией нутационных пульсаций, огибающих высокочастотную несущую составляющую и затухающих к равновесному значению. Затухание пульсаций в схеме взаимодействия при относительно медленной необратимой фазовой релаксации обусловлено нарушением когерентности поля и поляризационного отклика среды вследствие смещения собственной частоты активных диполей из-за их взаимного влияния за счёт ближних полей. Нарастание мощности приложенного излучения (нормированной величины e_0^2) должно приводить к сокращению переходного периода при выходе на режим пульсаций. С увеличением резонансного поглощения нарастает контраст и скважность импульсов, при этом снижается частота их следования.

Для относительно медленных огибающих переменных материальные уравнения модели (1) сводятся к оптическим уравнениям Блоха. В докладе приведены результаты анализа свойств равновесных состояний укороченной системы в рамках математической теории устойчивости.

ЭЛЕКТРОННЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ТИОФЕНА

Д. Т. Кожич, С. М. Арабей

Белорусский государственный аграрный технический университет,
Минск

E-mail: chemistry@batu.edu.by

Тиофены, как пятичленные гетероароматические соединения, с заместителями в положениях 2 и 5 привлекают внимание как светоизлучающие и жидкокристаллические материалы [1]. Материалы на их основе обладают дырочной проводимостью и находят применение в качестве компонент фотовольтаических ячеек солнечных органических фотоэлементов. Олиго- и политиофены, обладая сопряженными системами, часто используются как активные компоненты в устройствах молекулярной электроники [2, 3]. Особый интерес проявляется к несимметричным 2,5-диарилзамещенным тиофена допорно-акцепторного типа [4]. Вместе с тем, особенности спектральных свойств данного класса соединений изучены недостаточно детально из-за отсутствия простых и эффективных методик их синтеза.

В работе будут представлены исследования по разработке нового подхода к синтезу олиготиофеновых структур, исключающего некоторые недостатки применяемых ранее реакций кросс-сочетания. Основным достоинством нового реализованного подхода к синтезу является замена реагентов-катализаторов на основе тяжелых металлов, приводящих к возникновению токсичных отходов, на дешевые и доступные реагенты (дифениламин, нитрит натрия и др.), удовлетворяющие принципам «зеленой» химии. Кроме того, введенные в тиофеновое кольцо функциональные заместители в дальнейшем могут быть подвержены дополнительным целенаправленным превращениям.

На рис. 1 изображены структуры производных тиофена, синтезированные разработанным методом, содержащие донорные (4-метоксифенил, трифениламин) и/или акцепторные (4-бромфенил, цианакриловая кислота) заместители. В работе будут проанализированы их электронные и ИК спектры поглощения (на рис. 1 и 2, как пример, соответствующие спектры для дифенилтиофена). Для интерпретации спектральных данных привлечены результаты оптимизации равновесных структур синтезированных молекул с использованием компьютерной программы HyperChem 8.0, на базе которых реализованы полуэмпирические расчеты их электронных и колебательных спектров.

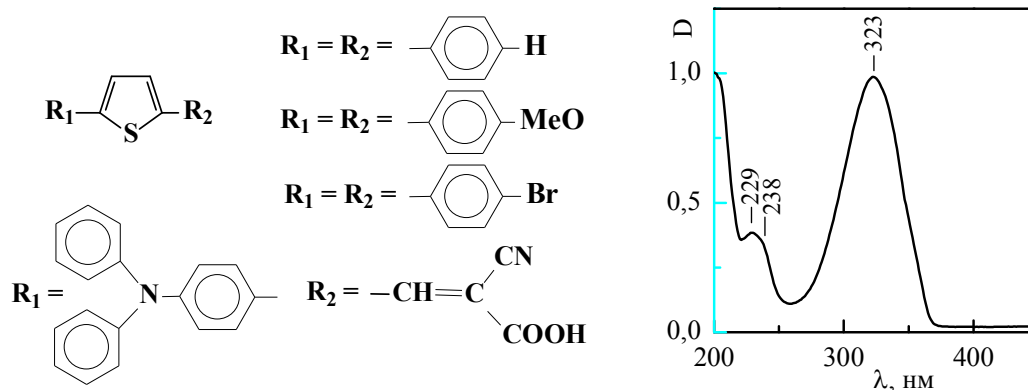


Рис. 1. Структуры донорно-акцепторных производных тиофена (слева) и спектр поглощения 2,5-дифенилтиофена в *n*-гексане при 300 К (справа)

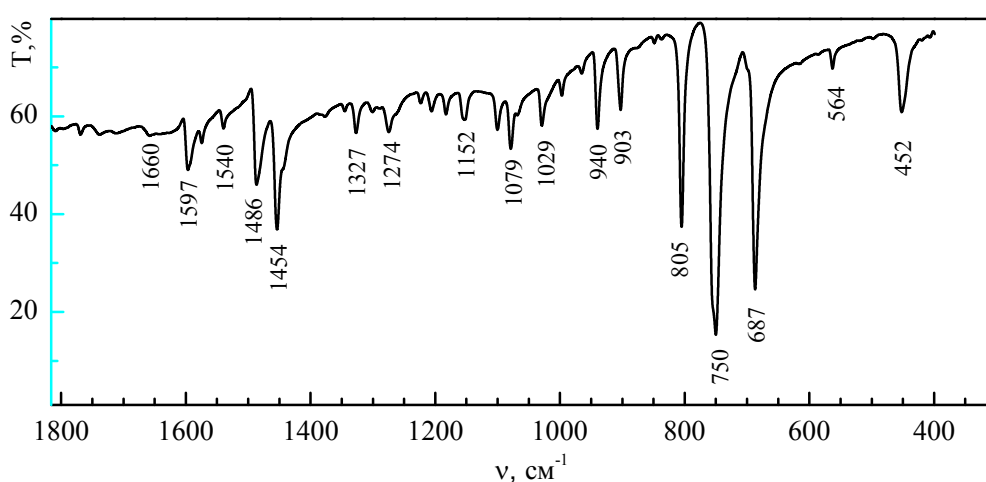


Рис. 2. ИК спектр 2,5-дифенилтиофена в КВг для области 300-1800 cm^{-1}

Анализ экспериментальных и расчетных данных показал, что в области 350–930 cm^{-1} ИК спектров проявляются неплоские деформационные колебания атомов углерода и водорода фенильных и тиофенового колец, а область 940–1700 cm^{-1} является областью проявления плоских валентных СС-колебаний. Интервал 3000–3080 cm^{-1} соответствует плоским валентным СН-колебаниям производных тиофена.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Функциональные и композиционные материалы, наноматериалы» (задание 2.4.12 подпрограммы 2 «Наноматериалы и нанотехнологии»).

1. Mori A., Sekiguchi A., Masui K. et al. // J. Am. Chem. Soc. 2003. V. 125, No. 7. P. 1700–1701.
2. Handbook of Oligo- and Polythiophenes / D. Fichou (ed.), Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 1999.
3. Electronic Materials: the Oligomer Approach / K. Mullen and G. Wegner (eds), Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 1998.
4. Yamamoto T., Arai M., Kokubo H., Sasaki S. // Macromolecules. 2003. V. 36, No. 21. P. 7986–7993.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛЕНОК, ДОПИРОВАННЫХ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

А. Д. Замковец, А. Н. Понявина

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

Возможность усиления локального поля в среде, содержащей плазмонные наночастицы, является привлекательной для применения в фотовольтаических ячейках, поскольку за счет усиленного поля увеличивается эффективное поглощение в среде. Это одна из интенсивно разрабатываемых концепций повышения эффективности преобразования солнечной энергии в устройствах на основе традиционных полупроводников, а также в тонкопленочных элементах, содержащих органические полупроводниковые материалы.

В настоящей работе исследованы спектральные свойства изготовленных термическим испарением в вакууме гибридных наноструктур на основе тонких пленок фталоцианина меди и родамина 6G, контактирующих с плотноупакованными слоями наночастиц Ag.

Исследованы слоистые наноструктуры Ag-CuPc, различающиеся толщинами разделительных пленок фталоцианина меди, а также количеством монослоев серебра Ag1, Ag2 и Ag3 с поверхностной плотностью металла $(2.5, 4.2 \text{ и } 8.7) \times 10^{-6} \text{ г/см}^2$. Показано, что наличие плазмонных наночастиц существенно влияет на спектральную характеристику CuPc, приводя к значительному увеличению оптической плотности органической пленки в спектральной области $\lambda = 600\text{--}800 \text{ нм}$. Установлена зависимость эффективного коэффициента ослабления пленок CuPc от их толщины и количества контактируемых с ними монослоев наночастиц серебра, а также от спектрального положения максимума полосы поверхностного плазмонного резонанса поглощения металлических наночастиц.

Установлено, что наибольшее эффективное ослабление достигается в наноструктурах Ag-CuPc-Ag, в которых пленка CuPc толщиной 7–10 нм контактирует с двумя монослоями наночастиц Ag1. В этом случае эффективное ослабление на длине волны 700 нм возрастает более, чем в 2 раза.

Для наноструктур Ag-R6G максимум основной полосы поглощения пленки R6G расположен на длине волны 555 нм. Влияние наночастиц серебра проявляется в основном небольшим увеличением поглощения родамина в длинноволновой относительно максимума основной полосы области спектра 550–750 нм (в среднем порядка 20–30 %).

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект № Ф15-092).

TIME-RESOLVED SPECTROSCOPY OF SINGLE QUANTUM DOTS

E. Zenkevich¹, A. Stupak², C. Göhler³, C. Krasselt³, C. von Borczyskowski³

¹National Technical University of Belarus, Minsk

²B. I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, Minsk

³Technische Universität Chemnitz, Germany

E-mail: zenkev@tut.by

One well established class of nanomaterials is based on colloidal core/shell CdSe/ZnS quantum dots (QDs). Capping organic shells (including surfactants and ligands) have considerable impact on the surface structure, optical properties and exciton relaxation in QDs as has been successfully studied experimentally and theoretically for several systems [1–3]. Ensemble experiments on QDs are hampered by the fact that it is not immediately obvious whether an identified variation of parameters (such as PL energies or decay times) is related to a distribution of QDs with different properties (ensemble average) or, alternatively, whether each QD explores these parameters in course of observation time (time average).

To give more insight into this open question we have performed a series laser time-resolved experiments for single CdSe/ZnS QDs spin coated onto a quartz substrate at 293 K [4, 5]. It is well known that QDs show a strong photoluminescence (PL) intermittency (blinking) on time scales of ms to s [4–6]. We analysed blinking events by the change point analysis (CPA) [6] which allows detecting optical properties for each individual PL intensity of a single QD during a blinking time trace. As we have shown recently with an adequate time resolution [4] PL intensities vary continuously during a blinking time trace covering high, “dim” and low PL intensities. We also followed spectral diffusion (detected via energy jumps ΔE between 2 spectrally separated detection channels) of the PL of a single QD as a function of the intermittent PL intensity during a blinking time trace as is shown in Fig. 1 (top). Two observations immediately emerge. Firstly, the average PL energy at a given PL intensity (open circles) shifts (after an initial ≈ 10 meV “jump” to higher energies) by $\Delta E \approx 30$ meV to lower energy with decreasing PL intensity between the 2 given (blue) lines in Fig. 1. The line on the right marks the maximum I_{max} of the PL intensity distribution given in the bottom part of Fig. 1. The line on the left marks $0.1 I_{max}$. This latter intensity corresponds to the limit at which we can for sensitivity reasons discriminate between different spectral components in an ensemble experiment. Secondly, for a given PL intensity we obtain as is shown in Fig. 1 (middle) a Gaussian distribution σ of spectral energies (spectral diffusion) of $\sigma \approx 20$ – 30 meV at a selected PL intensity during a blinking time trace which is considerably broader than the experimental error but narrower than the

typical FWHM of ≈ 130 meV observed in ensemble experiments [5]. Remarkably, σ becomes larger with decreasing intensity in the intensity range between the two blue lines in Fig. 1.

We additionally performed time resolved PL decay experiments on single QDs at 290 K as a function of PL intensity using also 2 spectrally separated (“blue” and “red”) detection channels. This provides information on the spectral distribution of PL decay components.

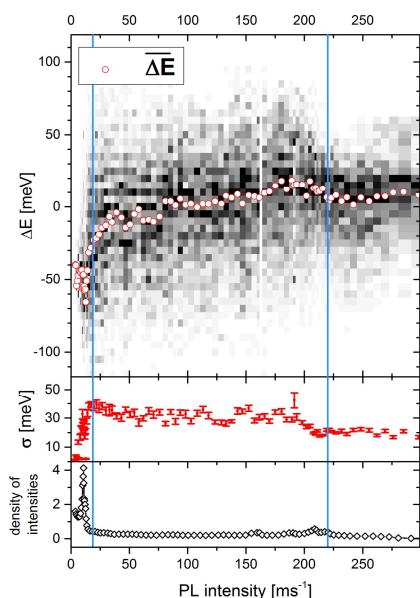


Fig. 1 Top: Spectral jumps (diffusion) ΔE with respect to the dichroic beam splitter at 567 nm during a blinking time trace as a function of the PL intensity (determined by CPA) of a single CdSe/ZnS QD. Circles correspond to the algebraic average of fluctuating ΔE at the respective PL intensity. Blue lines mark in the high intensity range the maximum of the intensity distribution (bottom) and at 1/10 of it. The latter corresponds to an intensity still detectable in cw PL spectra. The spectral shift between these two marks is typically ≈ 35 meV. Middle: σ corresponds to the Gaussian width of the spectral diffusion at a given PL intensity and is typically 20–40 meV in the intensity range between the 2 blue lines. Bottom: Density of intensities as a function of blinking (PL) intensity as determined during a blinking time trace of the PL of a single QD

Concluding, we find from single QD data 3 characteristic energies separated by typically 10 meV with 3 closely related PL decay times of about 1, 18, and 18 ns, respectively. PL decay times are increasing with decreasing PL energies. These findings are very close to those found for ensembles of QDs following deconvolution of PL spectra and decay times. In addition, we have shown that despite weak ergodicity breaking *e.g.* blinking properties of single QDs can be closely mapped onto reversible photobleaching and PL decay of ensembles of QDs.

Acknowledgements: Financial support from DFG Priority Unit FOR 877 and BPSR “Convergence 3.2.08” is gratefully acknowledged.

1. Müller J., Lupton J., Rogach A., *et. al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 205339.
2. Gomez D., van Embden J., Mulvaney P., *et. al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 154106.
3. Cui J., Beyler A., Bischof T. S., *et. al.* // Chem. Soc. Rev. 2014. V. 43. P. 1287–1310.
4. Schmidt R., Krasselt C., Göhler C., von Borczyskowski C. // ACS Nano. 2014. V. 8. P. 3506–3521.
5. Zenkevich E., Stupak A., Göhler C., *et. al.* // ACS Nano. 2015. V. 9. P. 2886–2903.
6. Watkin, L. P., Yang H. // J. Phys. Chem. B. 2005. V. 109. P. 617–628.

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОПОРИСТЫХ ПЛЕНКАХ ИЗ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

В. А. Длугунович, И. В. Гасенкова, А. Ю. Жумарь, Н. И. Мухуров

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: a.zhumar@dragon.bas-net.by

Целью работы являлось изучение методом стокс-поляриметрии явления двойного лучепреломления формы, возникающего при прохождении оптического излучения через упорядоченные нанопористые пленки из оксида алюминия, для создания на их основе ахроматических фазовых пластинок с переменной разностью фаз от 0 до $\lambda/2$.

Нанопористая упорядоченная пленка оксида алюминия формировалась в потенциостатическом режиме при значении электрического напряжения 40 В и температуре 3 %-ного щавелевокислого электролита 10 °С по двухстадийной методике. Толщина пленок составляла ~ 30 мкм, а усредненные значения радиусов пор ~ 40 нм при расстояниях между центрами соседних пор ~ 110 нм.

Измерения параметров Стокса излучения, прошедшего через исследуемые образцы, проводились с использованием лазеров, длины волн излучения которых составляли 400, 633, 808 и 980 нм, при азимуте поляризации падающего линейно-поляризованного излучения 45°. Угол падения излучения на пленку изменялся в диапазоне от 0 до 60°. Предложена методика расчета разности фаз Δ между ортогонально поляризованными компонентами излучения, прошедшего через пленку, с учетом амплитудной анизотропии пленки и деполяризации вышедшего излучения.

Установлено, что при варьировании углов падения от 0 до 60° степень поляризации излучения в спектральном диапазоне от 400 до 1000 нм, прошедшего пленку, изменяется незначительно (от 1,0 до 0,95). С увеличением длины волны излучения углы падения на нанопористую пленку, при которых разность фаз Δ принимает значения равные $\pm\lambda/4$ или $\lambda/2$, смещаются в сторону больших углов. При этом значения коэффициентов пропускания пленок увеличиваются.

Таким образом, показано, что с помощью нанопористой пленки оксида алюминия можно создавать миниатюрные устройства управления формой поляризации световых пучков, которые функционируют в различных режимах и, в частности, как четвертьволновая и полуволновая пластинки в спектральном диапазоне от 400 до 1000 нм. При этом переход от одного режима к другому осуществляется посредством варьирования ориентации пленки относительно падающего светового пучка.

ЭНЕРГИЯ ИОНИЗАЦИИ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В Δ_1 - МОДЕЛИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ

С. В. Лунёв, А. В. Бурбан, А. И. Зимич, П. Ф. Назарчук

Луцкий национальный технический университет, Луцк, Украина
E-mail: luniovser@mail.ru

Основное отличие полупроводниковых лазеров от твердотельных и жидкостных лазеров заключается в механизме возникновения излучения. Если в ионных лазерах генерация вынужденного излучения происходит в результате оптических переходов между энергетическими уровнями в спектре отдельных ионов, которые образуют трех- или четырех-уровневую систему, то в полупроводниковых главную роль играют переходы между зоной проводимости и валентной зоной или между зонами и уровнями, образуемыми примесями в запрещенной зоне полупроводника. При этом примеси служат источниками носителей зарядов: электронов и дырок, при рекомбинации которых возникают фотоны [1]. Одним из первых полупроводниковых материалов, который испытывали в качестве материала для полупроводниковых квантовых генераторов, был германий. Также, монокристаллический германий широко используется в качестве сырьевого материала для изготовления оптических элементов инфракрасной техники, диодов, дозиметрических приборов, приборов, измеряющих напряженность постоянных и переменных магнитных полей [2].

Наличие в объеме полупроводника дефектов или неоднородностей (например, гетерограниц) приводит к возникновению внутренних деформационных полей в таких структурах [3]. Например, в кремний - германиевых гетероструктурах с квантовыми точками упругие поля деформаций на границе гетероперехода возникают за счет несоответствия постоянной решетки германия и кремния. Величина таких деформационных полей может быть такой, что происходит радикальная перестройка зонной структуры полупроводников. А это, в свою очередь, будет влиять на их электрические и оптические свойства.

Поэтому, целью данной работы является изучение влияния инверсии типа ($L_1-\Delta_1$) абсолютного минимума зоны проводимости в монокристаллах n -Ge на изменение энергии ионизации основного состояния мелких доноров. Как было показано в работе [4], Δ_1 – модель зоны проводимости монокристаллов n -Ge можно получить при сильном одноосном или гидростатическом давлении. На основе вариационного метода Ритца нами рассчитывалась энергия ионизации основного состояния доноров Sb, P, As для Δ_1 – модели n -Ge с учетом анизотропии закона дисперсии и химического сдвига. При этом использовался

следующий потенциал, учитывающий конкретную природу примесного иона:

$$U(r) = -\frac{q^2}{\varepsilon r} \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0}} \right) e^{-\frac{r}{R}},$$

где ε – диэлектрическая проницаемость кристалла, A – параметр, характеризующий эффективность «сердцевин» иона примеси, r_0 – половина расстояния между двумя ближайшими соседними атомами кристалла, R – радиус экранирования.

В таблице представлены результаты расчетов энергии ионизации основного состояния мелких доноров Sb, P, As и соответствующие экспериментальные результаты, полученные из анализа зависимостей поля ударной ионизации от одноосного давления для этих примесей [4], в монокристаллах n -Ge без учета и с учетом химического сдвига.

Таблица

Расчет энергии ионизации основного состояния мелких доноров в n -Ge, связанных с Δ_1 - долинами

Энергия ионизации основного состояния мелких доноров $E_{IS}^{\Delta_1}$, meV		
Без учета химического сдвига	С учетом химического сдвига	Экспериментальные результаты
30,4	Sb: 32,6	Sb: (35±2)
	As: 42,5	As: (45±2)
	P: 39	P: (41±2)

Как показывают результаты расчетов, при переходе от L_1 к Δ_1 - модели зоны проводимости монокристаллов n -Ge энергия ионизации основного состояния примесей Sb, P, As существенно увеличивается. Модель кулоновского потенциала примесного иона может быть использована в грубом приближении только для примеси Sb в Ge. Для примесей P и As расчеты необходимо проводить с учетом химического сдвига.

1. Рябцев Н. Г. Материалы квантовой электроники. М.: Советское радио, 1972. 384 с.
2. Selesnirov A. A., Aleinikov A. Y., Ermakov P. V., Ganchuk N. S. et al. // Phys Solid State. 2012. V. 54, No. 3, P. 462 – 467.
3. Brunner K. // Rep. Prog. Phys. 2002. V. 65, No. 1, P. 27–72.
4. Luniov S., Burban O., Nazarchuk P. // Journal of Advances in Physics. 2014, V. 5, No. 1. P. 705–711.
5. Kolomoets V., Ermakov V., Panasyuk L., et al. // Physica B. 2013. V. 417, P. 46 – 48.

ЭНЕРГЕТИКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ФРАГМЕНТА ГРАФЕНА С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ДЕФЕКТАМИ

А. Т. Власов, Н. А. Поклонский, С. А. Вырко

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: poklonski@bsu.by

Топологический дефект в графеновой плоскости обусловлен нарушением структуры решетки: включением в графеновую плоскость вместо некоторых шестиугольников 5- или 7-угольников [1]. Такой дефект может приводить к искривлению плоскости, обычно сопровождаемому перераспределением электронов по поверхности. Достаточно быстрое «выворачивание» дефекта, обладающего электрическим дипольным моментом, изменяет величину диполя, в результате чего возможно излучение фотона. Перспективны также аналогичные процессы в ферромагнитных наноструктурах [2]. Для быстрого выворачивания нужна большая энергия, поскольку смещаются не электроны, а несколько атомов углерода. Представленные ниже результаты исследования деформирования фрагментов графена с топологическими дефектами показывают, что быстрое переключение возможно. В принципе, это может быть использовано для создания на фрагменте графена наноразмерных функциональных элементов устройств мехатроники, оптоэлектроники и спинтроники.

Графеновый лист с дефектами можно классифицировать по топологии химических связей между атомами углерода в дефекте (рис. 1). Однако, взаимное расположение атомов в пространстве (т.е. их конфигурация) топологией не определяется. Конфигурацию можно рассчитать, используя начальные положения атомов и граничные условия – внешние воздействия на лист. Это открытая динамическая система с большим числом степеней свободы, причем для одинаковых граничных условий бывает несколько метастабильных конфигураций. Поэтому сначала необходимо исследовать простейшие воздействия и соответствующие им метастабильные состояния (статика), а затем переходы между метастабильными состояниями, вызванные изменением во времени граничных условий (динамика). Далее приведены результаты расчетов (блочно-регулярным методом [3]) силы воздействия и энергии деформированного фрагмента для двух дефектов (#1 и #2), показанных на рис. 1, *а* и 1, *б*. Внешняя сила F (механического или электрического происхождения) приложена к центральным атомам дефектов #1 и #2, вдавливая их в направлении графеновой плоскости. Положения граничных атомов фрагмента фиксированы. Предполагается, что внешняя сила F действует на дефекты настолько медленно, что все остальные атомы фрагмента графена успевают

перестроиться. На рис. 2 показана сила F (для дефекта #1; рис. 2, *а*) и энергия E фрагмента (для дефекта #2; рис. 2, *б*), в зависимости от величины смещения z , которое происходит здесь до полного выворачивания дефекта, а затем до возвращения его в исходное состояние.

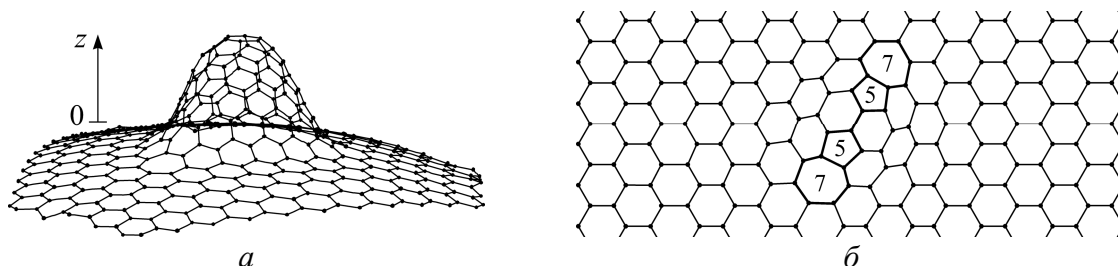


Рис. 1. (а) Дефект #1 получен «вклеиванием» углеродной воронки в графеновую плоскость. Границей этого фрагмента является 6-угольник из зигзаг-линий (вид сбоку). (б) Прямоугольный фрагмент графена с дефектом #2, состоящим, как и дефект

Стоуна–Уэльса (SW-дефект), из двух 5- и двух 7-угольников (вид сверху)

Деформация дефекта #1 (рис. 1, *а*) подробнее изложена в [3]. Дефект #2 инвариантен относительно отражения в графеновой плоскости. Это дает два метастабильных состояния с одинаковой энергией. На рис. 2, *б* эта симметрия нарушена из-за граничных условий, зафиксированных в состоянии с координатой $z = 2$.

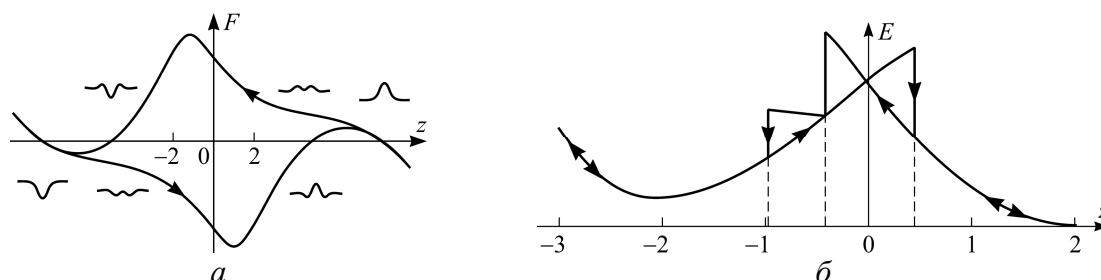


Рис. 2. Замкнутый цикл выворачивания выпуклости дефекта:

Стрелки показывают направление движения. (а) Для дефекта #1 вдоль кривой показаны соответствующие поперечные сечения дефекта. (б) Для дефекта #2 при трех значениях z происходят резкие переходы в метастабильные состояния с меньшей энергией. Смещения z измеряются в единицах длины

C–C-связи (0,142 нм) в графене, а внешняя сила F и энергия фрагмента графена

E – в условных единицах

Обнаруженные гистерезис и скачкообразное переключение между метастабильными состояниями графенового листа с дефектом #2 происходят под действием внешней силы в процессе деформации листа, что можно использовать как функциональный элемент в квантовой электронике.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант № Ф14В-003).

1. Опеню Л. А., Подливаев А. И. // ФТТ. 2015. Т. 57, № 7. С. 1450–1454.
2. Фраерман А. А. // УФН. 2012. Т. 182, № 12. С. 1345–1351.
3. Власов А. Т., Поклонский Н. А., Вырко С. А. // Актуальные проблемы физики твердого тела (ФТТ-2013): сб. докл. Междунар. науч. конф. Минск: Ковчег, 2013. Т. 1. С. 41–43.

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ГРАФЕНОВЫХ НАНОЧЕШУЕК С ДОНОРАМИ И АКЦЕПТОРАМИ ПО ПЕРИМЕТРУ

Н. А. Поклонский, С. В. Раткевич, С. А. Вырко, А. И. Сягло

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: poklonski@bsu.by

Для инженерии молекулярных устройств актуальны графеновые нанополоски (GNRs) и вырезанные из них куски (наночешуйки), пассивированные по краям положительно и отрицательно заряженными атомами примесей двух типов (донорами и акцепторами) [1, 2]. Например, графеновые наночешуйки могут быть использованы для создания нового поколения ячеек памяти [2]. Наноленты или наночешуйки, обладающие электрическим дипольным моментом, могут быть также использованы как функциональный элемент (для противодействия залипанию графеновых мембран за счет сил Ван-дер-Ваальса [3]) в электромеханических осцилляторах [4, 5]. Цель работы – оценка величины электрических дипольных моментов d и ширины π -электронной энергетической щели для углеродных наночешуек, пассивированных по краям донорами (атом H отдает электрон атому углерода) и/или акцепторами (атом F принимает электрон от атома углерода).

Расчеты дипольных моментов выполнены для наночешуек, образованных из нанолент типа зигзаг nz GNR (где $n = 4, 5, 6, 7, 8, 9$). Расчетная ячейка содержит 3 периода трансляции nz GNR наноленты. В зависимости от расположения атомов водорода и фтора были исследованы 4 возможных типа пассивации ими краев наночешуек (см. рис. 1).

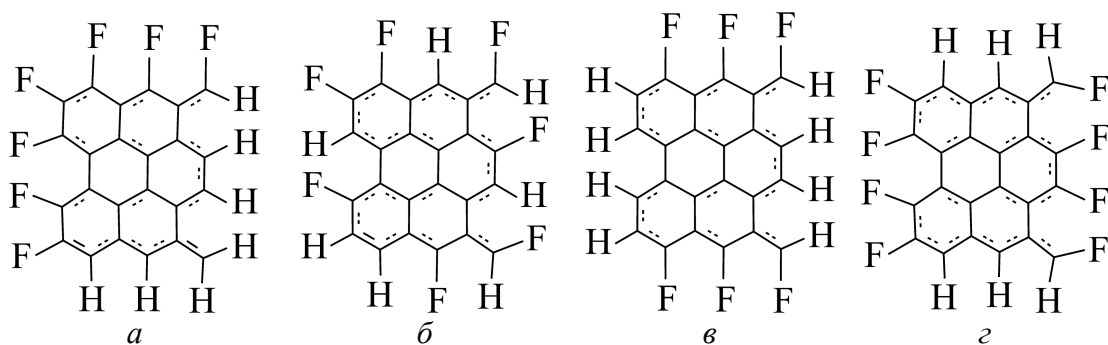


Рис. 1. Структуры наночешуек из нанолент 4zGNR с краевой пассивацией типа 1 (а), типа 2 (б), типа 3 (в) и типа 4 (г), оптимизированные методом UB3LYP

Использовался DFT метод UB3LYP с базисным набором LANL2MB (или STO-3G) в программном пакете Gaussian09 [6]. (Отметим, что расчет методом PM3 в программном пакете MOPAC 2009 [7] дал близкие значения дипольных моментов.) Для оптимизированных наночешуек, например 4zGNR

и 9zGNR, расстояние между атомами водорода и углерода в среднем составило 0,11 нм, а между атомами фтора и углерода – 0,137 нм.

Результаты расчетов электрических дипольных моментов d (1 дебай = $3,336 \cdot 10^{-30}$ Кл·м) наночешуек nz GNRs, где $n = 4-9$, с четырьмя типами пассивации представлены на рис 2, а.

Энергетическая щель в спектре энергий π -электронов для всех зигзаг-цепочек наночешуек nz GNR с пассивацией типа 3 и типа 4 практически равна нулю, а энергетическая щель в зависимости от количества зигзаг-цепочек для наночешуек с пассивацией типа 1 и типа 2 монотонно уменьшается (рис. 2, б). Монотонное уменьшение энергетической щели от 4,3 до 0,89 эВ с увеличением количества зигзаг-цепочек наночешуек nz GNR практически совпадает для двух типов пассивации и позволяет использовать их в качестве фотодетекторов.

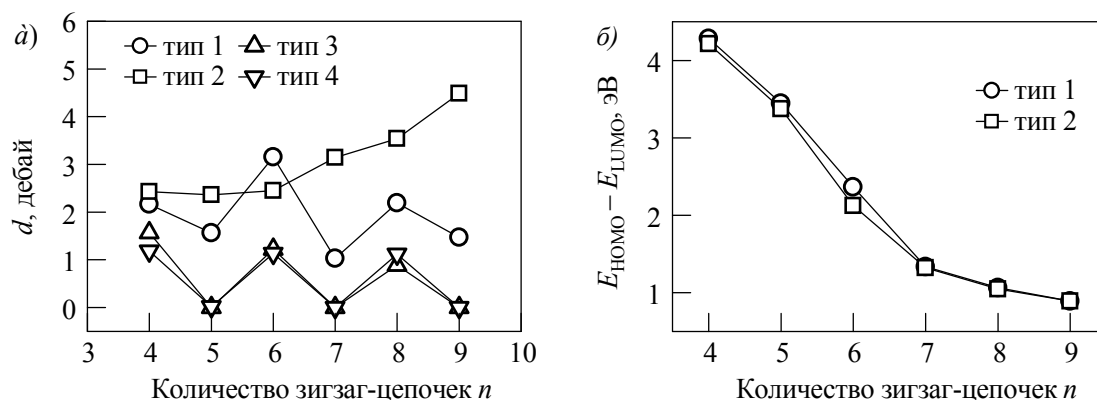


Рис. 2. Зависимости электрического дипольного момента (а) и энергетической щели (б) (разность энергий HOMO и LUMO) от ширины n наночешуек nz GNR, полученные методом UB3LYP

Работа выполнена при поддержке научной программы «Конвергенция» и БРФФИ (гранты № Ф14В-003, Ф14Р-088 и Ф14МН-009).

1. Singh S. K., Neek-Amal M., Peeters F. M. // J. Chem. Phys. 2014. V. 140, No. 7. P. 074304 (9 pp.).
2. Valanarasu S., Kulandaisamy I., Kathalingam A. et al. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2013. V. 13, No. 10. P. 6755–6759.
3. Кац Е. И. // УФН. 2015. Т. 185, № 9. С. 964–969.
4. Poklonski N. A., Kislyakov E. F., Vyrko S. A., Ratkevich S. V. // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures. Reviews and Short Notes: Proc. of the Int. Conf. Nanomeeting-2015. Singapore: World Scientific, 2015. P. 613–616.
5. Huang L., Massa L., Matta C. F. // Carbon. 2014. V. 76. P. 310–320.
6. Frisch M. J. et al. Gaussian 09, Revision A.02. Wallingford CT: Gaussian, Inc., 2009. [http://www.gaussian.com].
7. Stewart J. J. P. MOPAC2009, Colorado Springs, CO, USA: Stewart Computational Chemistry, 2008. [http://openmopac.net].

МОЛЕКУЛА ФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА МЕЖДУ ГРАФЕНОВЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ КАК ТЕРАГЕРЦЕВЫЙ ОСЦИЛЛЯТОР

Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, Е. Ф. Кисляков, С. В. Раткевич

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: poklonski@bsu.by

В последнее время неплоские молекулы фталоцианинов (PbPc, SnPc и др.) привлекают внимание исследователей, как элементы молекулярной электроники. В работе [1] нами был предложен микрогенератор на основе графена и рассмотрена его аналогия с воронкообразной молекулой фталоцианина. Целью данной работы является квантовохимический расчет колебаний молекулы фталоцианина олова, расположенной вблизи графена. Мы также рассмотрим возможные приложения данной системы в квантовой электронике. Рассматриваемая система изображена на рис. 1.

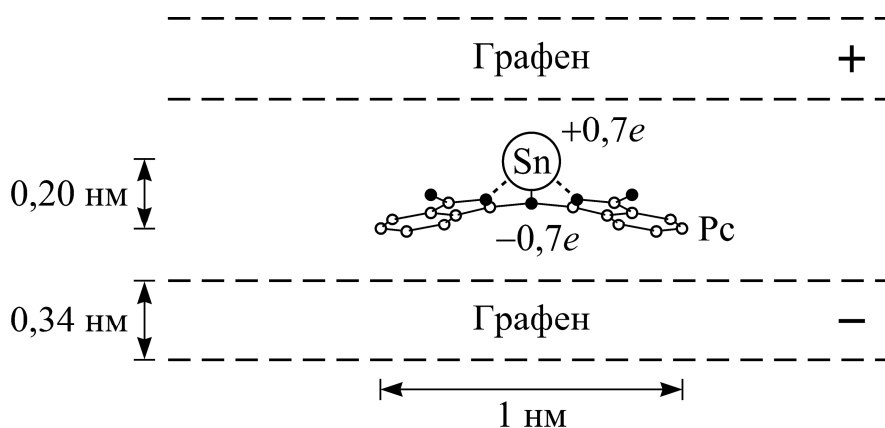


Рис. 1. Поперечное сечение нанoeлектромеханического вибратора, основанного на молекуле фталоцианина олова SnPc
заряды на олове и макрокольце Pc указаны в единицах элементарного заряда e

Мы выполнили расчеты колебаний данной системы в предположении сохранения симметрии C_{4v} методом молекулярных орбиталей PM3 [2], реализованном в программном пакете Gaussian09 [3]. Движению олова соответствуют низкочастотные моды с частотами меньше 600 см^{-1} (рис. 2). Наиболее интенсивная (с наибольшим дипольным моментом перехода) мода соответствует движению атома олова перпендикулярно плоскости макрокольца (относительно лежащих в этой плоскости атомов азота). Эта мода имеет частоту 126 см^{-1} в свободной молекуле фталоцианина олова, что соответствует приблизительно 4 ТГц. Когда молекула находится вблизи поверхности графена, низкочастотные моды колебаний макрокольца Pc как целого замораживаются взаимодействием с поверхностью графена, а частота колебаний олова практически не изменяется.

Таким образом, данная система является терагерцевым излучателем, а плоскости графена образуют волновод для распространения излучения молекулы [4]. Система может управляться подачей разности потенциалов между графеновыми плоскостями. Расчеты показывают, что для полной инверсии молекулы (обращения знака дипольного момента) атому олова необходимо преодолеть потенциальный барьер в 2,5 эВ, т. е. необходима разность потенциалов 2,5 В между графеновыми плоскостями. Однако, этот переход происходит с полной перестройкой структуры молекулы, включая изменение ее магнитного дипольного момента [5]. Колебания атома олова могут быть возбуждены гораздо меньшими напряжениями. Если между графеновыми плоскостями находится много молекул фталоцианина олова, то может быть создана среда с инверсной населенностью колебательных состояний для терагерцевого лазера.

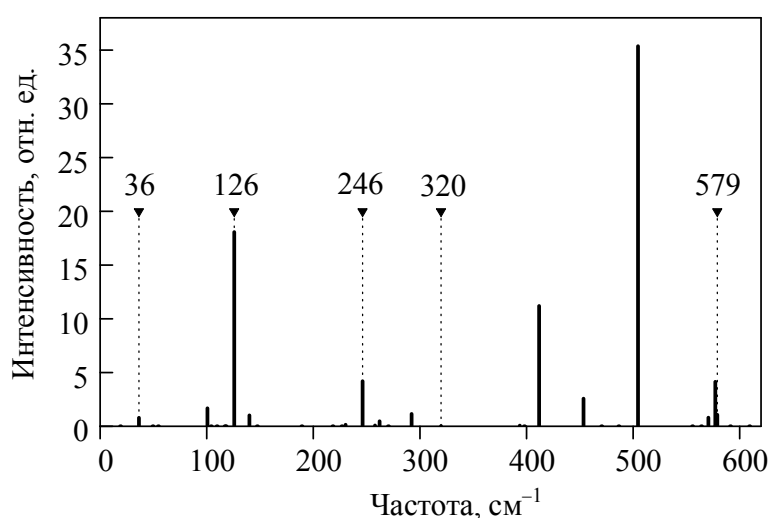


Рис. 2. Инфракрасный спектр колебаний одиночной молекулы фталоцианина олова SnPc, рассчитанный методом PM3 (Gaussian09). Пунктиром отмечены частоты, отвечающие движению атома олова перпендикулярно плоскости макрокольца

Работа выполнена при поддержке программы научных исследований «Конвергенция» и БРФФИ (гранты № Ф14МН-009, № Ф14В-003).

1. Poklonski N. A., Kislyakov E. F., Vyrko S. A., Ratkevich S. V. // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures. Reviews and Short Notes: Proc. of the Int. Conf. Nanomeeting-2015. Singapore: World Scientific, 2015. P. 613–616.
2. Stewart J. J. P. // J. Comp. Chem. 1989. V. 10, № 2. P. 209–264.
3. Frisch M. J. et al. Gaussian 09, Revision A.02. Wallingford CT: Gaussian, Inc., 2009. [<http://www.gaussian.com>].
4. Поклонский Н. А. // Междунар. зимняя школа по физике полупроводников 2010: Науч. прогр. и тез. докл. СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 2010. С. 48–52.
5. Baran J. D., Larsson J. A. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2010. V. 12, No. 23. P. 6179–6186.

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ФОТОСТОЙКОСТЬ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ ЖЕЛАТИНОВОГО ГЕЛЯ

В. М. Катаркевич, Ю. В. Крученок, Т. Ш. Эфендиев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: katarkevich@dragon.bas-net.by

Ранее нами был предложен и исследован не содержащий бихромат аммония активированный красителем желатиновый гель как новый тип самопроявляющейся светочувствительной среды для объемной голографии и активной среды для лазеров на красителях со стационарной распределенной обратной связью (РОС). Такая среда позволяет на слоях толщиной ~ 1 мм осуществлять запись как одиночных, так и мультиплексных голограмм с высокими значениями дифракционной эффективности ($\eta \sim 70 - 90\%$) и угловой селективности ($\Delta\theta_{0.5} \sim 20'$) [1, 2]. Практически важной является задача совершенствования голографических и эксплуатационных характеристик такого материала, что, в частности, может быть достигнуто путем его модификация с помощью неорганических наночастиц. Ранее нами было показано, что введение в состав активированного красителем желатинового геля наночастиц диоксида кремния (SiO_2) позволяет заметно улучшить его реологические и термооптические характеристики [3]. В настоящей работе исследовано влияние наночастиц серебра (Ag) на фотостойкость активированного красителями водно-желатинового геля в поле интенсивного импульсного лазерного излучения с целью выяснения потенциальных возможностей улучшения его голографических характеристик.

В экспериментах исследовались два вида водно-желатиновых растворов родамина 6Ж (Р6Ж) с концентрацией $C_d \sim 0.12$ мг/г при концентрации желатина $C_g = 0.1$ г/г, отличающихся наличием либо отсутствием в своем составе наночастиц Ag со средним диаметром ~ 5 нм. Концентрация наночастиц в геле варьировалась в пределах $C_{\text{Ag}} = 0.01 - 0.03$ мг/г. Приготовленные по отработанной технологии гелевые растворы красителя помещались в герметичные плоскопараллельные стеклянные оптические кюветы с толщиной рабочего слоя $d \sim 1$ мм и студенились при комнатной температуре в течение не менее одних суток. Облучение растворов осуществлялось пучком излучения 2-ой гармоники ($\lambda = 532$ нм) наносекундного ($\tau_{0.5} \approx 17$ нс) АИГ: Nd^{3+} -лазера, работающего с частотой повторения импульсов до 50 Гц. Диаметр зоны облучения на поверхности геля составлял ~ 0.3 см (площадь $S_o \sim 0.07$ см²) при площади поперечного сечения кюветы $S \sim 2$ см². Плотность энергии падающего на образец из-

лучения ε регулировалась с помощью набора нейтральных светофильтров. В работе исследовались как кинетика нелинейного коллимированного пропускания слоев $T_n = f(E)$ (где E – доза облучения), так и спектры их оптической плотности D (линейного пропускания $T = 10^{-D}$) до и после облучения. Контроль энергии излучения на входе и выходе из кюветы с гелем осуществлялся с помощью фотодиодов ФД-24К и двухканального АЦП ADC-20M/10–2. Оптическая плотность образцов D измерялась на спектрофотометре Cary 500 Varian.

Проведенные исследования показали, что для двух типов сред зависимость пропускания от дозы облучения имеет качественно одинаковый характер: увеличение дозы облучения геля E сопровождается соответствующим возрастанием пропускания образца с последующим выходом значения T_n на некоторый максимальный (насыщенный) уровень $T_{n,max}$. Увеличение интенсивности импульсов облучения ε сопровождается соответствующим ростом значения $T_{n,max}$, которое в геле с наночастицами Ag всегда ниже и уменьшается с ростом их концентрации. Так, возрастание значения ε с ~ 14 мДж/см² до ~ 43 мДж/см² приводило к возрастанию $T_{n,max}$ с $\sim 49\%$ до $\sim 65\%$ и с $\sim 55\%$ до $\sim 70\%$ для гелевых растворов Р6Ж с наночастицами ($C_{Ag} \sim 0.01$ мг/г) и без наночастиц, соответственно. В то же время увеличение C_{Ag} с ~ 0.01 мг/г до ~ 0.03 мг/г (при $\varepsilon \sim 40$ мДж/см²) приводило к соответствующему уменьшению $T_{n,max}$ с $\sim 65\%$ до $\sim 56\%$. Вместе с тем, измерения оптической плотности красителя на длине волны $\lambda = 532$ нм, выполненные перед облучением образцов и непосредственно после его завершения, показали практически полное совпадение ее значений для обоих типов светочувствительных сред с учетом положительной добавки, вносимой собственным поглощением наночастиц, а также образующимися продуктами фотораспада красителя. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте уменьшение значения $T_{n,max}$ при добавлении в гель наночастиц Ag является следствием не повышения фотостабильности молекул красителя, а результатом возрастания потерь на рассеяние и поглощение лазерного излучения на формируемой им пространственной структуре показателя преломления. Отсюда можно сделать вывод о возможном положительном влиянии наночастиц серебра на светочувствительность исследуемого голографического материала.

1. Эфендиев Т. Ш., Катаркевич В. М., Рубинов А. Н. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 21. С. 62–68.
2. Katarkevich V. M., Rubinov A. N., Efendiev T. Sh. // Opt. Lett. 2014. V. 39, No. 15. P. 4627–4630.
3. Efendiev T. Sh., Katarkevich V. M., Rubinov A. N. // Abstr. of Int. Conf. "ICONO/LAT-2010". Kazan, Russia, 2010. P. LtuL47.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗОВАННЫХ НАНОТРУБОК НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

Н. В. Белько, М. П. Самцов, Д. С. Тарасов, К. Н. Каплевский,
Е. С. Воропай, О. В. Мильчанин, Ф. Ф. Комаров

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: nikita.belko@gmail.com

Самоорганизующиеся наноструктуры из органических молекул перспективны с точки зрения преобразования и переноса энергии в солнечных элементах и других устройствах оптоэлектроники. В связи с этим в последнее время наблюдается повышенный интерес к полиметиновым красителям как соединениям, способным образовывать наноструктурированные объекты [1].

В данной работе продемонстрирована возможность получения нанотрубок в результате самоорганизации молекул нерастворимого в воде полиметинового красителя (ПК-1) в водно-спиртовом растворе.

Приготовление водно-спиртовых растворов ПК-1 осуществлялось через промежуточный спиртовой раствор. При этом было обнаружено, что водно-спиртовые растворы красителя нестабильны: наблюдается изменение формы спектра поглощения со временем после приготовления раствора. В спектре поглощения водно-спиртового раствора ПК-1 (5 % этанола) непосредственно после приготовления наблюдается широкая полоса в диапазоне длин волн $550 \div 800$ нм с максимумом на длине волны 645 нм. С течением времени происходит ослабление поглощения в данной области с одновременным появлением узкой сильной полосы поглощения с максимумом на длине волны 516 нм и полушириной 22 нм. По прошествии около 10 минут максимум данной полосы смещается на длину волны 512 нм. Квазиравновесное состояние в растворе устанавливается через 60–100 минут после приготовления, при этом наблюдается выпадение осадка в виде взвеси. При повышении концентрации этанола в растворе наблюдается ослабление поглощения вблизи 512 нм после установления квазиравновесного состояния, а при концентрации этанола 43% полоса поглощения на 512 нм полностью отсутствует.

На рис. 1 приведена кинетика изменения спектра поглощения ПК-1 в водно-спиртовом растворе (5 % этанола). Как можно видеть, наблюдается одновременное уменьшение оптической плотности в диапазоне $550 \div 800$ нм и возрастание оптической плотности в коротковолновой

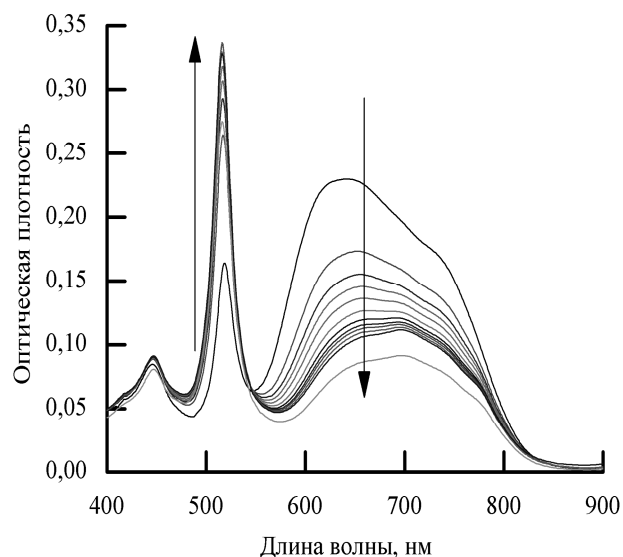


Рис. 1. Спектры поглощения ПК-1 в водно-спиртовом растворе через 3, 12, 25, 34, 48, 75, 108, 133, 158, 192, 252, 1560 минут

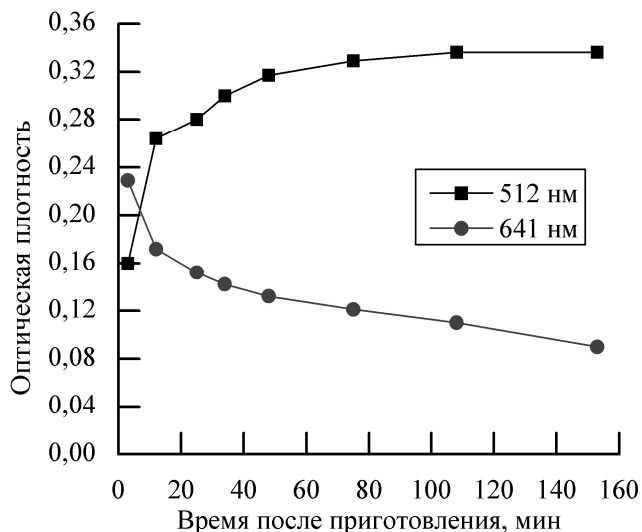


Рис. 2. Оптическая плотность водно-спиртового раствора ПК-1

узкой полосе на 512 нм. Кинетика изменения оптической плотности в максимумах соответствующих полос поглощения представлена на рис. 2.

В ходе исследования было выяснено, что при возбуждении раствора в пределах полосы поглощения на 512 нм флуоресценция не наблюдается.

Можно предположить, что полоса поглощения на 512 нм возникает вследствие агрегации молекул красителя. Электронная микроскопия показала наличие нанотрубок в отфильтрованной и высушенной взвеси.

1. Eisele D. M., Cone C. W., Bloemsm A. E. et al. // Nature Chemistry. 2012. Vol. 4. P. 655–662.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОМПОНЕНТОВ AgSbSe_2 и PbSe , ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Н. А. Божко, С. А. Федосов, А. В. Новосад, А. П. Третяк, Н. В. Иллюшко
Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки,
Луцк, Украина
E-mail: ovosa@ukr.net

Построено политермическое сечение $\text{AgSbSe}_2\text{--PbSe}$, которое является квазибинарной системой с перитектическим типом взаимодействия между компонентами. Установлены два ряда твердых растворов: твердые растворы на основе AgSbSe_2 достигают 53 мол. % PbSe и твердые растворы на основе PbSe достигают 8 мол. % AgSbSe_2 . С обоих типов твердых растворов выращены монокристаллы восьми составов, для которых исследованы термоэлектрические и некоторые электрические свойства.

Установлено, что кристаллы $\text{AgSbSe}_2\text{--PbSe}$ принадлежат к полупроводникам р-типа проводимости. Показано, что увеличение содержания PbSe в монокристаллах на основе AgSbSe_2 приводит к росту коэффициента термо-эдс и уменьшению удельной электропроводимости. Проанализирована зависимость термоэлектрической мощности от состава твердого раствора. Рассчитанная термоэлектрическая добротность (ZT) для AgSbSe_2 составила $2,2 \cdot 10^{-2}$. При расчетах считалось, что коэффициент теплопроводимости $\chi_{\text{tot}} \approx 0,6 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(К} \cdot \text{см)}$ [1].

Исследованы электрические, гальваномагнитные и термоэлектрические свойства монокристаллов PbSe--AgSbSe_2 с содержанием 0, 5, 8 мол. % AgSbSe_2 . Определены значения электропроводимости, коэффициента Зеебека, концентрация и Холловская подвижность носителей заряда. Проведен расчет коэффициента теплопроводимости соединений. По данным коэффициентов Зеебека, теплопроводимости и электропроводимости определены термоэлектрическая мощность ($\alpha^2\sigma$) и добротность (ZT) материала. Максимальное значение термоэлектрической мощности и добротности имели монокристаллы PbSe : при $T = 300 \text{ К}$ $ZT \approx 0,42$ и $\alpha^2\sigma \approx 17 \text{ мкВт/см} \cdot \text{К}^2$.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины в рамках госбюджетной НИР № 0115U002348.

1. Schmidt M., Zybala R., Wojciechowski K. T. // Ceramic Materials. 2010. Vol. 62, № 4 P. 465–470.

ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НА СИЛЫ ЛИНИЙ АБСОРБЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНА ТЕРБИЯ В ОКСИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. А. Корниенко¹, Е. Б. Дунина¹, Л. А. Фомичева²

¹ Витебский государственный технологический университет, Витебск
E-mail: a_a_kornienko@mail.ru; L.Dun@mail.ru

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск,
E-mail: Famichova@mail.ru

Большой интерес к материалам, активированным ионами Tb³⁺, вызван перспективами создания твердотельного лазера, работающего на длине волны 544 нм. Излучение этой длины волны реализуется на переходе $^5D_4 \rightarrow ^7F_5$. Время жизни метастабильного уровня 5D_4 по разным литературным данным сильно изменяется в пределах от 1 мс до 5 мс. В связи с этим в данной работе выполнено описание сил линий абсорбционных переходов с учетом межконфигурационного взаимодействия.

Силы линий абсорбционных переходов вычислялись в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия (ASCI) по формуле [1, 2]

$$S_{JJ'}^{ed} = \frac{e^2}{4} \sum_{k=2,4,6} \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2 \times \\ \times \left| O_{dk} \left(\frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{J'}} \right) + O_{ck} \left(\frac{\Delta_c}{\Delta_c - E_J} + \frac{\Delta_c}{\Delta_c - E_{J'}} \right) \right|^2. \quad (1)$$

Здесь $\left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2$ – приведенные матричные элементы единичного тензора U^k , параметры O_{dk} и энергия Δ_d соответствуют возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$, а параметры O_{ck} , Δ_c обусловлены эффектами ковалентности или возбужденными конфигурациями с переносом заряда.

Вычисленные по формуле (1) силы линий сравнивались с экспериментальными значениями и силами линий вычисленными в приближении слабого конфигурационного взаимодействия или по теории Джадда – Офельта (J-O) [3,4]

$$S_{JJ'}^{ED} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2, \quad (2)$$

где Ω_k – параметры интенсивности. Результаты описания силы линий абсорбционных переходов иона Tb^{3+} в кристалле $TbAlO_3$ представлены в таблице.

Таблица

Переход ${}^5F_6 \rightarrow {}^{2S+1}L_J$	Энергии переходов в cm^{-1}	Эксперимент [5]	J-O, (2)	ASCI, (1)
		$S_{\text{эксп}} \times 10^{20}$	$S_{\text{выч}} \times 10^{20}$	$S_{\text{выч}} \times 10^{20}$
5D_4	20618	0.011	0.047	0.026
${}^5D_3 + {}^5G_6$	26385	0.195	0.141	0.194
${}^5L_{10}$	27247	0.186	0.131	0.176
5G_5	27777	0.039	0.084	0.066
5G_2	27855	0.034	0.002	0.031
5G_4	28328	0.158	0.027	0.159
5L_9	28653	0.035	0.133	0.044
σ_{EXP}			0.086	0.024

Из таблицы следует, что целый ряд мультиплетов иона Tb^{3+} аномально сильно взаимодействуют с возбужденными конфигурациями и только применение соответствующего приближения позволяет уменьшить среднеквадратичное отклонение от 0.086 в методе Джадда – Офельта до 0.024 в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия. Среднеквадратичное отклонение уменьшилось на 72 %. Такое существенное уменьшение достигнуто, прежде всего, более точным описанием переходов ${}^5F_6 \rightarrow {}^5D_4$, ${}^5F_6 \rightarrow {}^5G_4$, ${}^5F_6 \rightarrow {}^5L_9$ в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия.

1. Dunina E. B., Kornienko A. A., Fomicheva L. A. // Cent. Eur. J. Phys. 2008. Vol. 6, No. 3. P.407–414.
2. Dunina E. B., Kornienko A. A. // Optics & Spectr. 2014. Vol. 116, No. 5. P.706–711.
3. Judd B. R. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127, No. 3. P. 750–761.
4. Ofelt G. S. // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37, No. 3. P.511–520.
5. Sardar D. K., Nash L. K., Yow R. M. et al. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 083108–083113.

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ ПЛЕНКАХ Cu(In,Ga)Se_2 ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

И. Е. Свитенков¹, В. Н. Павловский¹, Е. В. Луценко¹, Г. П. Яблонский¹,
А. В. Мудрый², В. Д. Живулько²

¹ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

² Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению,
Минск

E-mail: v.pavlovskii@ifanbel.bas-net.by

Спонтанное излучение пленок Cu(In,Ga)Se_2 (CIGS) при возбуждении непрерывным излучением маломощных лазеров часто используется для характеристики и сравнения их оптического качества для фотовольтаических применений [1, 2]. Наряду с этим, при возбуждении излучением мощных импульсных лазеров в пленках CIGS может проявиться стимулированное излучение (СИ), которое дает дополнительную информацию об их кристаллическом качестве и энергетической электронной структуре [3, 4]. Это важно для оптимизации режимов осаждения пленок CIGS при изготовлении высокоэффективных солнечных элементов на их основе.

В настоящей работе приводятся данные по СИ в необлученных и облученных протонами с энергией 2.5–10 кэВ пленках CIGS, которые использовались в качестве базовых поглощающих слоев солнечных элементов с к.п.д. 11–14 %, при возбуждении импульсами излучения азотного лазера наносекундной длительности при температуре $T = 20$ К.

Тонкие пленки CIGS толщиной ~ 1.5 мкм осаждались на подложки из натриевого стекла методом соиспарения чистых элементов Cu, In, Ga и Se из независимых источников в трехстадийном процессе. Фотолуминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением азотного лазера ($E_{\text{и}} = 30$ мкДж, $\tau_{\text{и}} = 8$ нс, $f = 525$ Гц). Лазерное излучение фокусировалось на поверхность пленок в пятно площадью около 1 мм^2 . Оптический гелиевый рефрижератор замкнутого цикла CCS-150 использовался для поддержания температуры образца. ФЛ с поверхности пленки регистрировалась с использованием монохроматора М-266 (Солар ЛС, г. Минск) и линейного инфракрасного детектора Hamamatsu G9212 -512S.

В необлученной протонами плёнке CIGS наблюдалось стимулированное излучение с максимальной интенсивностью и наиболее узким спектром излучения из всех исследованных плёнок. Основное внимание в работе уделялось изучению влияния облучения протонами на спектры излучения плёнок при высоких уровнях возбуждения. Пиковая интенсивность излучения пленки CIGS, облученной протонами с энергией 2.5 кэВ, сверхлинейно зависит от уровня возбуждения (рис. 1). Увеличение уров-

ня возбуждения примерно в 20 раз приводит к возрастанию интенсивности излучения в 275 раз. При повышении уровня возбуждения от 5 до 95 кВт/см² наблюдаются монотонное сужение в 6 раз полосы излучения от 55 до 9 нм, а также тенденция к стабилизации полуширины. С ростом интенсивности возбуждения вначале быстро (до ~20 кВт/см²) происходит значительный коротковолновый сдвиг спектра на 10 нм от 1061 до 1051 нм, затем (до ~40 кВт/см²) наблюдается стабилизация положения полосы излучения. При дальнейшем росте уровня возбуждения происходит её небольшой длинноволновый сдвиг на 2 нм от 1050 до 1052 нм. Наблюдаемые явления свидетельствуют о наличии стимулированного излучения также и в плёнке CIGS, облучённой протонами с энергией 2.5 кэВ.

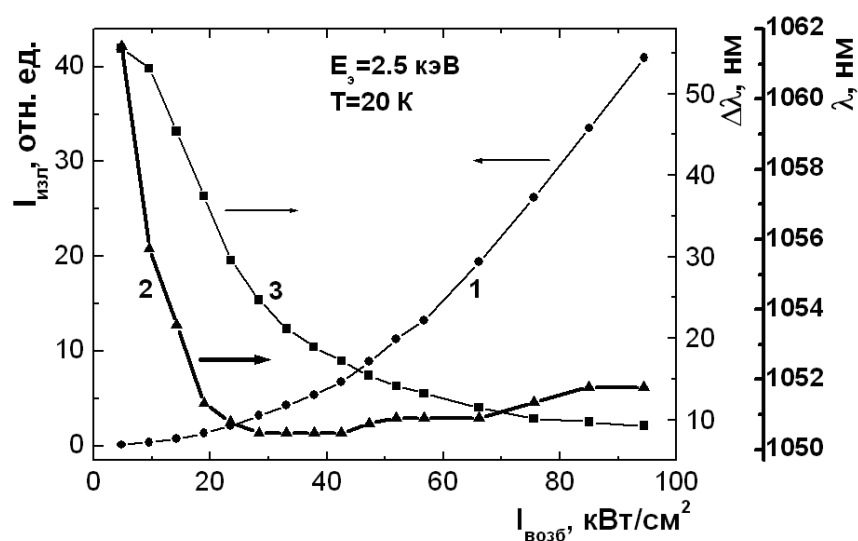


Рис. 1. Зависимость интенсивности полосы ближкрасевой люминесценции в максимуме спектра (1), её спектрального положения (2) и полуширины (3) от интенсивности возбуждения при $T=20$ К для плёнки CIGS, облучённой протонами с энергией 2.5 кэВ

Обсуждаются механизмы излучательной рекомбинации, ответственные за наблюдаемые закономерности в зависимости от мощности возбуждения, а также влияние режимов облучения пленок CIGS протонами на изменение спектров ближкрасевого излучения.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Электроника и фотоника 1.2.06».

1. Yang J, Du H. W., Chen D. S. et al. // Mater. Lett. 2015. V. 145. P. 236–238.
2. Zachmann H., Heinker S., Braun A. et al. // Thin Solid Films. 2009. V. 517, P 2209–2212.
3. Свитенков И. Е., Павловский В. Н., Луценко Е. В. и др. // Полупроводниковые лазеры и системы: Матер. 10-го Белорусско-Российского семинара. Мн.: Институт физики НАН Беларуси, 2015. С. 235–237.
4. Moret M., Briot O., Gil B. et al. // Proc. of SPIE. 2015. V. 9358, 93581A1.

ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В ЛЕГИРОВАННЫХ КРЕМНИЕМ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНКАХ

В. С. Седов¹, О. Н. Поклонская², А. А. Хомич^{1,3},
А. К. Мартьянов¹, С. С. Савин⁴, В. Г. Ральченко¹

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

³Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Фрязино, Россия

⁴Московский государственный институт радиотехники, электроники
и автоматики, Москва, Россия

E-mail: sedovvadim@yandex.ru

Для центров окраски «кремний-вакансия» (SiV) в алмазе характерна яркая фотолюминесценция (ФЛ) с узкой бесфононной линией (БФЛ) на длине волны 738 нм. Эти центры перспективны для применения в квантовой электронике в качестве источников одиночных фотонов [1].

В работе представлены результаты измерений ФЛ легированных кремнием микрокристаллических алмазных пленок, которые были синтезированы в СВЧ плазме (установка ARDIS-100, 2.45 ГГц, до 5 кВт) на подложках из нитрида алюминия при различных температурах и соотношениях компонентов газовой смеси $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{SiH}_4$; детали технологии синтеза пленок представлены в [2]. Спектры ФЛ пленок (рис. 1) измерялись при комнатной температуре на спектрометре LABRAM HR-800 (длина волны возбуждающего пленки излучения $\lambda = 473$ нм).

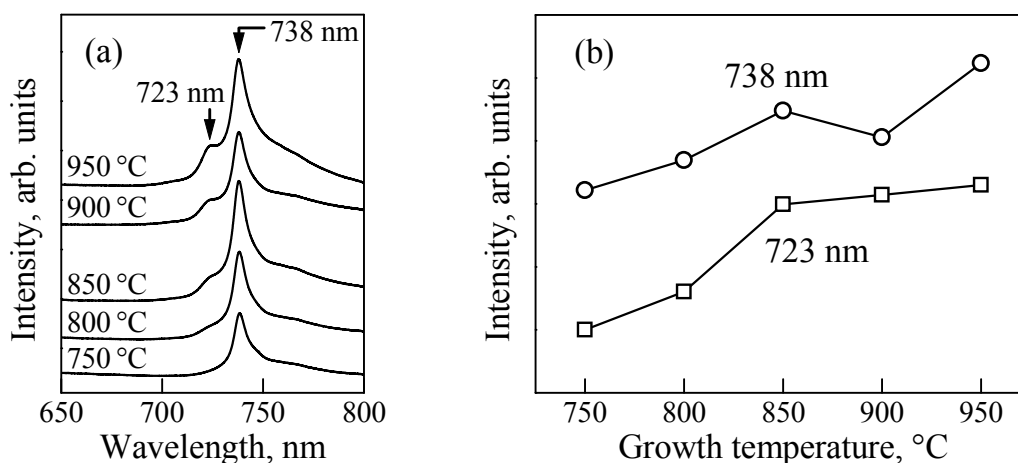


Рис. 1. Спектры ФЛ (а) и зависимость интегральных интенсивностей линий ФЛ 738 нм и 723 нм от температуры синтеза (б) для алмазных пленок, синтезированных при концентрации силана $\text{SiH}_4/\text{CH}_4 = 0.6\%$

Установлено, что интенсивность ФЛ центров SiV монотонно увеличивается с ростом температуры подложки при синтезе пленки (рис. 1), при этом в спектрах возникает дополнительный пик (БФЛ на 723 нм), не наблюдавшийся ранее в спектрах алмазов, интенсивность которого при повышении температуры синтеза возрастает опережающими по отношению к пику SiV темпами (рис. 1). В спектрах ФЛ алмазных пленок, синтезированных без добавления моносилана (SiH_4), данная линия, как и линия SiV, отсутствует. Аналогичный пик ФЛ с БФЛ на 723 нм наблюдался и в спектрах НРНТ алмазов, синтезированных в системе Mg-Si-C [3]. В докладе обсуждается природа и вероятная структура (строение) нового центра окраски в алмазе, ответственного за полосу с БФЛ на 723 нм (рис. 1).

Спектры отражения света алмазными пленками, осажденными на кремниевые подложки (по той же технологии, но без примеси SiH_4) с содержанием метана в газовой смеси 1.5 и 15 % измерялись при комнатной температуре на спектрофотометре PHOTON RT Essentoptics (рис. 2).

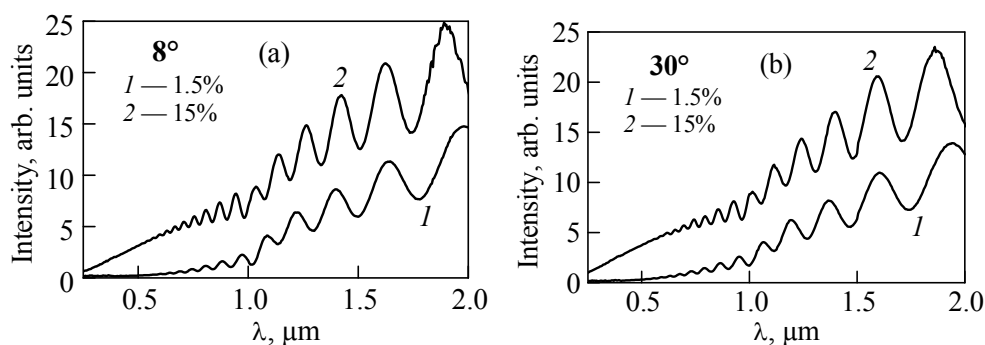


Рис. 2. Спектры отражения света при угле падения 8° (a) и 30° (b) для алмазных пленок, синтезированных при концентрации метана 1.5% (кривая 1) и 15% (кривая 2)

Толщина пленок, определенная из условия максимума интерференции света, отраженного в тонкой пленке, составила ~ 4.5 мкм (1.5% CH_4) и ~ 5.5 мкм (15% CH_4). Увеличение концентрации CH_4 при синтезе пленок приводит к увеличению интенсивности отраженного света (рис. 2), что, возможно, обусловлено как уменьшением размера алмазных зерен на ростовой стороне пленок, так и увеличением доли sp^2 -гибридизованных связей между атомами углерода, что и подтверждается данными КРС.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-52-04073 Бел_мол), БРФИ (грант № Ф15РМ-046) и гранта Президента РФ № СП-2575.2015.5.

1. Aharonovich I., Neu E. // Adv. Opt. Mater. 2014. V. 2, No. 10. P. 911–928.
2. Sedov V. S., Khomich A. A., Ralchenko V. G. et al. // J. Coat. Sci. Technol. 2015. V. 2, No. 2. P. 38–45.
3. Palyanov Y. N., Kupriyanov I. N., Borzdov Y. M., Bataleva Y. V. // CrystEngComm. 2015. V. 17, No. 38. P. 7323–7331.

ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЁНОК TiAlN НА КРЕМНИИ

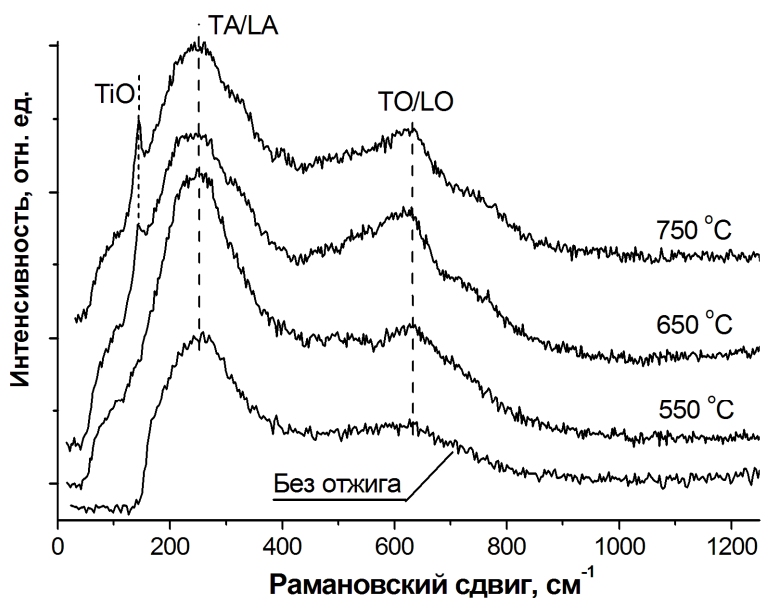
В. А. Зайков, О. В. Королик, И. М. Климович, Ф. Ф. Комаров,
О. Р. Людчик

Белорусский государственный университет, Минск
E-mail: valery48@tut.by

В работе исследовались температурная стабильность и спектральный коэффициент отражения в видимом и близком ИК-диапазоне спектра тонкопленочных покрытий Ti-Al-N на кремнии, полученных методом реактивного магнетронного распыления. Тонкопленочные покрытия Ti-Al-N/Si изучались методом комбинационного рассеяния света (КРС) и методом фотометрирования спектров отражения.

Спектры КРС получали при комнатной температуре на установке спектрально-аналитического комплекса на основе сканирующего конфокального микроскопа «Nanofinder HighEnd» (LOTIS-TII, Беларусь – Япония). Спектры возбуждались твердотельным Nd-лазером с длиной волны 532 нм с доходящей до образца мощностью 200 мВт и регистрировались при комнатной температуре со спектральным разрешением $\sim 3 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 1 представлены спектры КРС Ti-Al-N пленок толщиной 500 нм, полученных в режиме, обеспечивавшем стехиометрический состав пленок, до и после изотермического отжига в течение 10 мин при температурах 550, 650, и 750 °C.



TA/TL – акустические моды, TO/TL – оптические моды; TiO - монооксид титана

Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света пленок Ti-Al-N до и после отжига

В спектрах Ti-Al-N отчетливо выделяются два широких пика $160 - 300 \text{ см}^{-1}$ и $600 - 700 \text{ см}^{-1}$ с максимумами вблизи 248 см^{-1} и 627 см^{-1} , соответствующие продольно-поперечной акустической TA/TL и оптической TO/TL модам, соответственно [1]. Все спектры близки по своим параметрам, но после отжига при 750°C , а в некоторых случаях 650°C , в спектрах появляется дополнительная линия 150 см^{-1} , связанная с образованием монооксида титана (TiO) в пленке. Следовательно, можно считать, что температура 650°C является границей термостабильности пленочных покрытий Ti-Al-N.

Зависимости спектров отражения Ti-Al-N покрытий представлены на рис. 2. Все спектры отражения имеют характерный минимум в области $440 - 560 \text{ нм}$ и плавный подъем в красной области. Такое поведение характерно для пленок с металлическим типом проводимости и хорошо описывается теорией Друде-Лоренца [2]. Удельное сопротивление Ti-Al-N пленок находится в пределах от 390 до $1100 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, что существенно выше по сравнению с пленками TiN ($40 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$).

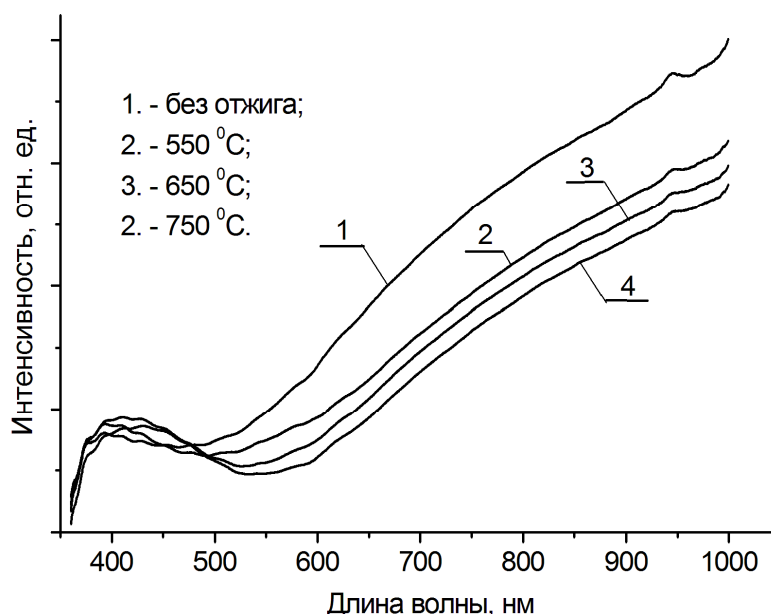


Рис. 2. Спектры отражения пленок Ti Al N до и после термического отжига

Из спектров отражения следует, что с увеличением температуры термического отжига коэффициент отражения Ti-Al-N пленок уменьшается и происходит сдвиг минимума в сторону больших длин волн.

1. Constable C. P., Yarwood J., Munz W. D. // Surface and Coatings Technology. 1999. V. 116. P. 155-159.
2. Barshilia H. C., Rajam K. S., Gopinadhan K., Chaudhary S. // Thin Solid Films 2006. V. 503. P. 158-166.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА ТОНКИХ ПЛЁНОК TiAlN/Si

Е. И. Гацкевич¹, Г. Д. Ивлев²

¹Белорусский национальный технический университет, Минск

²Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: gatskevich_elena@yahoo.com

В развитие исследований процессов лазерной модификации тонких плёнок бинарного нитрида TiAlN, известного как материал износостойких покрытий и упрочняющих слоёв [1], нами проведено численное моделирование температурной динамики состояния плёнки на подложке Si в условиях наноимпульсного нагрева (пучком рубинового лазера), обуславливающего эффекты облучения, о которых сообщалось ранее [2].

Рассматривалось воздействие импульсов излучения длительностью 70 нс с однородным распределением плотности энергии по области облучения. Конкретные расчеты проводились для образца TiAlN/Si (толщина пленки TiAlN около 0,5 мкм). Поскольку в анализируемых экспериментальных условиях длина тепловой диффузии за время импульса намного меньше диаметра лазерного пятна, поставленная тепловая задача была сформулирована в одномерном приближении. Уравнение теплопроводности для системы плёнка – подложка решалось в конечных разностях методом прогонки по неявной разностной схеме.

В результате проведённого исследования получены расчётные данные о пространственно-временной эволюции температуры в нагреваемом слое при ряде плотностей энергии (W) лазерного облучения системы TiAlN/Si. В частности, определены зависимости пиковых значений температуры от W , получены расчетные значения температур, при которых экспериментально наблюдаются [2] изменения морфологии плёнки (0,6...0,9 Дж/см²), и вычислена температура её поверхности на пороге разрушения и удаления с подложки Si вследствие абляции. Оценены термоупругие напряжения, возникающие в плёнке при импульсном выделении тепла в области поглощения лазерного излучения.

1. Leyendecker T., Lemmer O., Esser S., Ebberink J. // Surface and Coatings Technology. 1991. V. 48. P. 175.
2. Ивлев Г. Д., Зайков В. А., Климович И. М., Людчик О. Р. Взаимодействие излучений с твёрдым телом. Материалы 11-й Международной конференции. Минск, Беларусь, 23–25 сентября 2015 г. Минск, Издательский центр БГУ, 2015. С. 33–35.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ НА ОСНОВЕ НОВЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ТЕТРАФЕНИЛЭТИЛЕНА

А. А. Луговский, А. А. Маскевич, М. П. Самцов, Е. С. Воропай,
А. П. Луговский, А. В. Лавыш, П. В. Курман

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: lugovski@bsu.by

Образование амилоидных нанофибрилл является нарушением сворачивания (фолдинга) белков и связано с возникновением таких заболеваний, как нейродегенеративные болезни Альцгеймера и Паркинсона, диабет II типа, вторичный амилоидоз, катаракта, злокачественная миелома и другие. Обнаружение амилоидных сборок в различных тканях это актуальная задача для разработки эффективной диагностики данных заболеваний на ранних стадиях. Также обнаружено, что кроме патологических функций амилоидные структуры могут выполнять важную физиологическую роль в нормальных физиологических процессах, таких как образование биопленок бактериями *Escherichia coli*, образования воздушных гиф бактерий *Streptomyces coelicolor* [1,2].

Оптическая диагностика является эффективным методом обнаружения амилоидных фибрилл *in vivo* и *in vitro*. В основе метода - изменение квантового выхода флуоресценции молекул зонда в зависимости от вязкости микроокружения. К зондам, так называемым молекулярным ротаторам, относятся бензтиазольные цианиновые красители (производные тиофлавина Т), дифенил- и трифенилметановые красители и т.д.

Нами разработаны обладающие флуоресценцией красители на основе тетрафенилэтилена, которые можно использовать для исследования кинетики образования амилоидных фибрилл и их предшественников.

Синтез соединения проводился в две стадии *in situ* из 4,4'-[(E,Z)-1,2-дифенилэтилен-1,2-диенил]-дифенола. На первой стадии исходное соединение подвергалось взаимодействию, с незначительным избытком, трет-бутилата калия в абсолютном этаноле. Полученный в результате фенолят без выделения подвергался взаимодействию с 1,4-бутансульфоном. В результате этого был получен конечный продукт (4,4'-[(E,Z)-1,2-дифенилэтилен-1,2-диенил]-бис(пара-фениленбутилсульфат)).

Хромато-масс-спектрометрический анализ проводился с помощью 6410 Triple Quad LC/MS с двойным детектором фирмы Agilent Technologies: спектрофотометром и масс-спектрометром с ионизацией молекул трифторуксусной кислотой. По результатам хромато-масс-спектрометрических исследований установлено, что синтезированное соедине-

ние проявляется в виде смеси двух стереоизомеров, при приблизительном соотношении транс:цис изомеров 4:1.

Проведены измерения спектров поглощения и флуоресценции полученного соединения в некоторых растворителях с различной полярностью. В качестве растворителей выбраны вода (рН 6.0), метиловый и этиловый спирты, 2-пропанол, диметилформамид (ДМФА), диметилсульфоксид (ДМСО) и 1,4-диоксан. Присутствие в электронном спектре поглощения нового красителя характерных для полифенилэтиленовых систем спектральных линий с максимумами поглощения 260 и 330 нм подтверждает его структуру. Положение полос поглощения в растворителях различной полярности практически не изменяется. При этом электронные спектры обоих стереоизомеров имеют одинаковую конфигурацию, что свидетельствует о незначительном взаимодействии бутокси-сульфонатных фрагментов в полярном апротонном растворителе. Однако положение спектров флуоресценции существенно зависит от полярности растворителя. Так, в воде, спиртах и ДМФА максимум спектра флуоресценции составляет 383 нм, в ДМСО – 390 нм, в 2-пропанол – 416 нм, и в 1,4-диоксане – 480 нм. Таким образом видно, что с ростом полярности растворителя спектр флуоресценции испытывает гипсохромный сдвиг.

Также были выполнены измерения спектров флуоресценции в водно-глицериновых растворах с различной вязкостью. Использовали следующее содержание глицерина в растворах: 22 %, 45 %, 81 %, 93 % и 100 %. Результаты измерений показали, что интенсивность флуоресценции (возбуждение 260 нм) при увеличении вязкости раствора возрастает в 5 раз. С увеличением процентного содержания глицерина и уменьшением содержания воды тушение флуоресценции уменьшается.

В результате проделанной работы реализованы высокоэффективные синтетические схемы по получению новых красителей, производных тетрафенилэтилена, которые могут найти применение в качестве модифицированных флуоресцентных зондов для тестирования амилоидных фибрилл в живых клетках и тканях.

1. *R. N. Rambaran, L. C. Serpell* // *Prion*. 2007. V. 2, No. 3. С. 112–117.
2. *Газид Эхүд*. Нанобиотехнология: необъятные перспективы развития М.: Научный мир, 2011. 152 с.

ДУАЛЬНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ НЕКОТОРЫХ ЦИС-АЗОСОЕДИНЕНИЙ

А. П. Блохин, В. А. Поводайло, В. А. Толкачева, Д. Л. Яковлев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: poved@ifanbel.bas-net.by

Электронное возбуждение индивидуального хромофора молекулярных агрегатов - фундаментальная проблема, которая исследуется многие годы в органических кристаллах и биологических комплексах.

В настоящей работе анализируются причины уширения спектров флуоресценции молекул ДБО (2,3-диазабицикло[2.2.2]окт-2-ен) и диметил-ДБО (1,4-диметил-(2,3-диазабицикло[2.2.2]окт-2-ена) в газовой и конденсированных фазах. Измерены спектры поглощения и флуоресценции молекул ДБО при температуре 295 К и в стеклующейся матрице при 77 К. Максимум наиболее интенсивной низкочастотной полосы в спектре поглощения при комнатной температуре составляет 378 нм. При понижении температуры раствора до 77 К максимумы спектров смещаются на 2 нм в низкочастотную область. Длина волны чисто электронного перехода молекул ДБО в условиях струйного охлаждения составляет 376.16 нм.

Аналогичные спектры получены и для диметил-производного ДБО при комнатной температуре и 77 К.

В парах ДБО при температуре 335 К в области электронного S_0-S_1 перехода наблюдается приближенная зеркальная симметрия спектров поглощения и испускания, но в низкочастотной области спектра флуоресценции наблюдается дополнительная диффузная полоса. В отличие от паров в конденсированной среде был зарегистрирован гладкий контур спектра флуоресценции с полушириной около 5000 см^{-1} , которая также существенно превышает полуширину спектра поглощения.

С целью выяснения причин уширения этих молекул в работе проведены поляризационные исследования их стеклующихся растворов при низкой температуре. Показано, что в пределах полосы испускания молекул ДБО степень поляризации P уменьшается от значения 5.8 % на длине волны испускания 400 нм до отрицательного -3.5 % на низкочастотном крыле при 590 нм. В центральной области спектра флуоресценции наблюдается линейное падение степени поляризации с ростом длины волны.

Расчетом методом *DFT/B3LYP* с базисным набором функций 6-311++*G(2d,p)* пакета программ *Gaussian03W* установлено, что S_1 уровню соответствует один линейный осциллятор с частотой электронного перехода 26095 см^{-1} и силой осциллятора 0.0002, S_2 уровню - 38586 см^{-1} с

силой осциллятора 0.0001 и S_3 уровню – 43592 см^{-1} с силой осциллятора 0.0112.

Снижение степени поляризации флуоресценции обусловлено заимствованием интенсивности из выше лежащих синглетных электронных состояний. Отрицательные значения степени поляризации в области от 457 нм до 600 нм связаны с наличием ортогонального осциллятора в испускании.

Результат аналогичный ДБО получен и для диметил-производного ДБО. Предельные значения P немного отличаются, однако ход зависимостей в целом совпадает. Для случая, когда интегральный спектр флуоресценции состоит из вкладов двух электронных полос испускания, можно произвести разложение суммарного спектра флуоресценции по вкладам составляющих полос испускания с использованием измеренных предельных значений анизотропии флуоресценции. Максимумы полос у ДБО оказались равными 420 и 460 нм, у диметил-ДБО – 427 и 467 нм, что свидетельствует о различии переходов в испускании.

Полученные результаты эксперимента можно объяснить с использованием теории молекулярных экситонов. Проявление экситонного взаимодействия у азосоединений сначала было предсказано теоретически. Согласно этой модели допускается, что электрон переходит с n орбитали неподеленной пары на p орбиталь атома азота. При наличии взаимодействия между атомами азота вырождение уровней энергии снимается с образованием двух электронно возбужденных S_1 и S_2 состояний. Переход из основного состояния в одно из приведенных будет разрешен, а в другое запрещен. Разрешенный переход $S_0 \rightarrow S_2$ у молекулы ДБО расположен на высоте 26584.1 см^{-1} , и, согласно нашим измерениям в сверхзвуковой струе, у диметил-ДБО ν_0^0 составляет 26161 см^{-1} . Ниже, приблизительно на расстоянии 2070 см^{-1} , расположен S_1 уровень. Возбуждение молекул ДБО на второй S_2 электронный уровень приводит к флуоресценции из этого состояния, а также внутримолекулярной релаксации на ниже лежащий S_1 уровень с последующей флуоресценцией и из этого состояния. Величина экситонного расщепления ΔE в приближении электростатического взаимодействия оказалась равной 412 см^{-1} , что почти в пять раз меньше экспериментального значения. Такой расчет подтверждает существенный вклад в экситонное расщепление обменных взаимодействий.

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ МЕЧЕННЫХ ОЛИГОНУКЛЕОТИДОВ

А. П. Блохин, В. А. Поводайло, Д. Л. Яковлев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: lsfm@imaph.bas-net.by

Исследована вращательная деполаризация флуоресценции двух олигонуклеотидов меченых флуоресцеином – одноцепочечного молекулярного комплекса I (с 25 нуклеотидами) и двухцепочечного II (с 25 и 50 нуклеотидами) (рис. 1). Необходимое пространственное расположение флуорофора относительно модифицированной биомолекулы обеспечивалось ковалентной связью посредством линкера. Возбуждение флуоресцеина осуществлялось вертикально и горизонтально поляризованным излучением непрерывного лазера на диоде с длиной волны излучения 532 нм и мощностью излу-

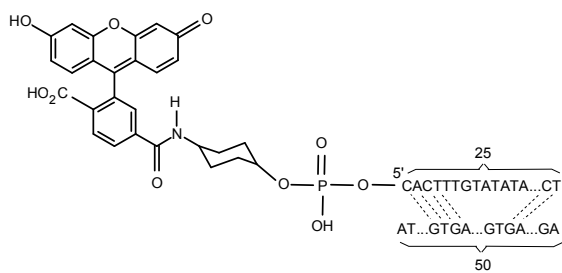


Рис. 1. Структура олигонуклеотида с линкером и флуоресцеином

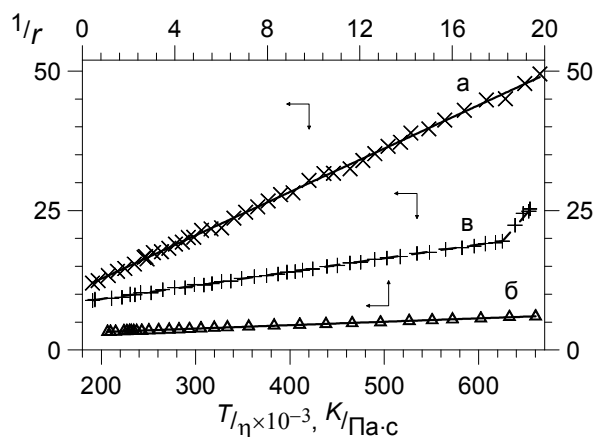


Рис. 2. Зависимость $1/r(T/\eta)$: а – водно-глицериновый; б, в – водный раствор

чения 10 мВт. Измерения анизотропии флуоресценции указанных олигонуклеотидов в зависимости от температуры производились в водном и водно-глицериновом растворах. Анизотропия флуоресценции r меченной макромолекулы зависит от времени жизни τ возбужденного состояния метки и времени ориентационной релаксации τ_2 в среде, которое определяется температурой T , вязкостью среды η и эффективным объемом молекулы V . Количественно эта зависимость выражается формулой Левшина-Перрена

$$1/r = (1 + \tau/\tau_2)/r_0 = (1 + \tau kT/6V\eta)/r_0, \quad (1)$$

где r_0 - предельное значение анизотропии в бесконечно вязкой среде. Зависимость $1/r$ от T/η обычно имеет вид прямой. Однако для макромолекул из-

за сложности вращательной динамики, включая внутреннюю, возможны процессы с различными временами ориентационной релаксации. В этом случае следует ожидать отклонений от линейной зависимости.

На рис. 2, а, б, в представлены экспериментальные зависимости r от T/η для двух молекулярных комплексов. Исследования проведены в температурном интервале от 5 до 55 °С. Зависимости (2а) и (2б) для комплекса I удовлетворительно описывается прямой, несмотря на то, что формула Левшина-Перрена (1) пригодна для молекул сферической формы. Первая зависимость получена для водного раствора, а вторая для водно-глицеринового (85 % глицерина, 15 % воды и буфера). Для комплекса I выполняется линейность $1/r$ от T/η во всем интервале изменения температуры. Иная картина наблюдается для водного раствора комплекса II (рис. 2, в). В интервале от 5 до 35 °С наблюдается линейный ход в зависимости. С дальнейшим ростом температуры происходит резкий подъем. Отклонение от прямой можно объяснить "плавлением" спаренной молекулы олигонуклеотида II. В растворе появляются комплексы I с укороченной (до 25) последовательностью оснований. Эти укороченные комплексы дают более низкие значения r и соответственно более высокие значения $1/r$. Из эксперимента определены значения τ , равные 4.12, 4.1, 4.07 нс соответственно для а, б, в зависимостей. В расчетах r_0 принималось равным 0.371. Из наклона $1/r(T/\eta)$ рис. 2, а, б, в с использованием (1) определены времена ориентационной релаксации. Для температуры 22 °С они равны 0.46, 31 и 1.5 нс, соответственно, для а, б, в. Как известно из литературы, в водном растворе для двойной спирали ДНК время ориентационной релаксации составляет 11.5 нс для ДНК с 25 парами нуклеотидов и приблизительно 23.5 нс с 50 парами. Пересчет на увеличение вязкости в водно-глицериновом растворе для ДНК с 25 парами дает значение времени ориентационной релаксации, равное 2945 нс.

Исследования вращательной деполяризации флуоресценции показывают наличие быстрых ориентационных релаксаций внутри изучаемого комплекса. Помимо вращения макромолекулы как целого, присутствуют также сегментальная гибкость и внутримолекулярная подвижность флуоресцеина, линкера и олигонуклеотида. В этом случае в уравнение Левшина-Перрена следует включить все типы движения со своим весом.

МОДИФИКАЦИЯ ВКЛАДА В РЕЛАКСАЦИЮ ФОТООТКЛИКА
ТЕРМОЭМИССИИ С ДЕФЕКТОВ В ЭЛЕКТРЕТНОМ СОСТОЯНИИ
МОНОКРИСТАЛЛА TlGaSe_2

А. П. Одринский¹, Т. Г. Мамедов², М. Н. Yu. Seyidov^{2,3}, В. Б. Алиева²

¹Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь,

²Институт Физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан,

³Gebze Institute of Technology, Gebze, Turkey

E-mail: odra@mail333.com

Фотоэлектрическая релаксационная спектроскопия (PICTS) эффективна в исследовании электрической активности дефектов в сегнетоэлектриках-полупроводниках [1–3], в настоящее время фактически не изученной. В области температуры сегнетоэлектрического состояния кристалла TlInS_2 было обнаружено явление подавления вклада в кинетику релаксации фотоотклика термоэмиссии с дефектов [2]. В дальнейшем обнаружены также вариации в пределах четырех порядков величины фотоотклика, связанные с наличием в реакции кристалла дополнительного вклада фотовольтаической составляющей, что вызвало сомнения в предполагавшейся ранее природе явления.

Мы исследовали термоэмиссию с дефектов А3 (область регистрации $\Delta T = 150 - 180$ К) и А4 (при $210 - 245$ К) [1] в области температуры параэлектрического состояния кристалла TlGaSe_2 . Температура фазовых переходов в TlGaSe_2 соответствует $T_i = 120$ К из параэлектрической фазы в несоразмерную сегнетоэлектрическую и $T_c = 107$ К в соразмерную фазу. Условия эксперимента не отличались от [1]. Предварительно при температуре 80 К образец поляризовали в темноте в течение 10 минут полем напряженности $E_p = 200$ В/см. Данные регистрировали, прилагая к образцу внешнее поле ($E_i = 20$ В/см): I – совпадающей с E_p полярности ($E_p \cdot E_i > 0$); II – $E_p \cdot E_i < 0$; III – без предварительной поляризации образца. Зависимости скорости термоэмиссии от температуры заметного различия в положении графика Аррениуса не демонстрировали. Существенные различия обнаружены для вариации высоты пика в наборе спектров. Анализ проводили по развитой в работе [2] методике – построением диаграмм $[W_i/P_i, e_{ti}]$, где W_i – характеристический коэффициент i -го спектра, P_i – высота пика, e_{ti} – характеристическая скорость термоэмиссии спектра. На рис. 1 представлены соответствующие диаграммы для регистрации термоэмиссии с дефектов А3 и А4. Заметно различие в вариациях высоты пика, пропорциональной вкладу термоэмиссии носителей заряда в релаксацию фотоотклика. В случае III зависимость линейна, как предсказывает анализ системы кинетических уравнений фотовозбуждения

полупроводника [4]. В случаях I и II наблюдается подавление вклада при малых значениях e_{ti} , наблюдавшееся и в TlInS_2 [2]. В области больших значений e_{ti} вклад оказывается выше, чем в случае III. Характер зависимостей не сводится к эффекту подавления вклада. В случаях I и II его можно представить как модификацию вклада термоэмиссии в релаксацию фотоотклика. Полярность E_i фактически не меняет характера модификации вклада.

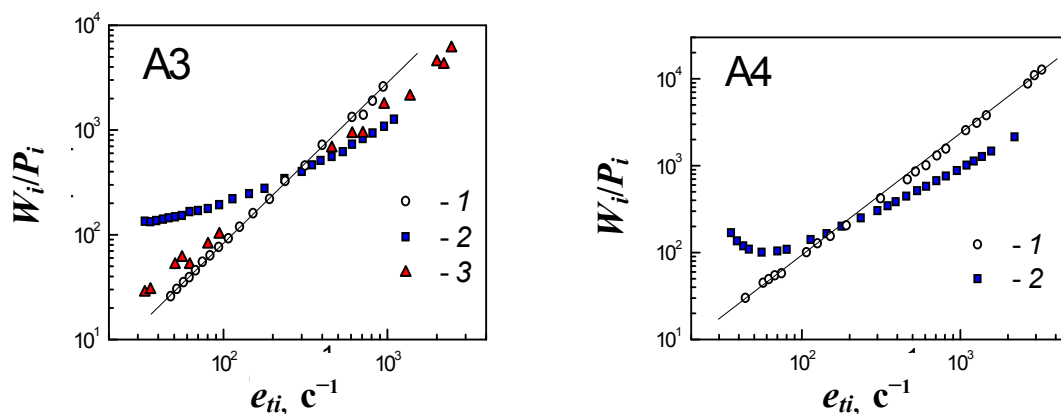


Рис. 1. Диаграмма $[W_i/P_i, e_{ti}]$ по данным регистрации термоэмиссии с дефектов A3 и A4. Кривая 1 соответствует случаю III, кривая 2 – II, 3 – I

Поляризацию кристалла в сегнетоэлектрическом состоянии принято связывать с перестройкой доменной структуры – разбиения объема кристалла на отдельные области, отличающиеся упорядочением кристаллической решетки. В процессе нагрева кристалла и переходе в параэлектрическую фазу остаточная поляризация могла сохраниться в виде системы электретенных состояний – пространственной неоднородности заполнения дефектов неравновесными носителями заряда.

Таким образом, явление модификации вклада термоэмиссии с дефектов в релаксацию фотоотклика связано с пространственной неоднородностью заполнения дефектов кристаллической структуры. Пространственная неоднородность локализации носителей заряда обуславливает наличие внутренних электрических полей в кристалле, способных обеспечить фотовольтаическую составляющую реакции кристалла на возбуждение светом.

1. Grivickas V., Odrinski A., Bikbajevs V., Gulbinas K. // Phys. Status Solidi B. 2013. V. 250. P. 160–168.
2. Одринский А. П., Мамедов Т. Г., Seyidov M. H. Yu, Алиева В. Б. // ФТТ. 2014. Т. 56, № 8. С. 1554–1558.
3. Seyidov M. H. Yu., Suleymanov R. A., Mikailzade F. A., et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117, P. 224104.
4. Одринский А. П. // ФТП. 2005. Т.39, № 6. С. 660–666.

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{CuInS}_2\text{--ZnIn}_2\text{S}_4$

А. В. Новосад¹, В. Вертелис², В. В. Божко¹, А. Некрошюс², Н. А. Божко¹,
В. Кажукаускас²

¹Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки,
Луцк, Украина

²Вильнюсский университет, Вильнюс, Литва
E-mail: ovosa@ukr.net

Исследована кинетика нарастания и спада фотопроводимости монокристаллических твердых растворов $\text{CuInS}_2\text{--ZnIn}_2\text{S}_4$. Монокристаллы соответствовали компонентному составу 4, 8 и 12 мол. % ZnIn_2S_4 . Технология выращивания, результаты рентгеноструктурных исследований и некоторые свойства $\text{CuInS}_2\text{--ZnIn}_2\text{S}_4$ представлены в работах [1–3].

Установлено, что при температурах 27–100 К исследованные кристаллы обладают длительной релаксацией фотопроводимости которая характеризуется наличием как минимум двух типов релаксационных процессов: медленного и быстрого с временами релаксации $\sim 10^1$ с и $\sim 10^3$ с. Кинетика релаксации неравновесной проводимости соответствует случаю экспоненциальной рекомбинации. Для интерпретации результатов разработана модель на основании представлений об уровнях прилипания, ответственными за образование которых оказались V_S . Контролируются релаксационные процессы s -центрами быстрой и r -центрами медленной рекомбинации. Роль s -центров выполняют V_{In} , r -центры обуславливаются V_{Cu} . Показано, что при повышении температуры, времена релаксации фотопроводимости медленной и быстрой составляющих уменьшаются. Вклад в релаксацию медленной компоненты с ростом температуры уменьшается, а быстрой увеличивается. Определены основные временные и энергетические параметры, определяющие релаксацию фотопроводимости кристаллов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины в рамках госбюджетной НИР № 0115U002348 и Литовским советом по науке, заявка ТАР-LU-13-021.

1. Новосад А. В., Божко В. В., Давидюк Г. Е. и др. // Квантовая электроника: Матер. 8-й Междунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУ, 2010. С. 47.
2. Новосад А. В., Божко В. В., Давидюк Г. Е. и др. // ФТП. 2014. Т. 48, № 3. С. 302–307.
3. Bozhko V. V., Novosad A. V., Davidyuk G. E. et al. // J. Alloys Comp. 2013. Vol. 553. P. 48–58.

ДИАГНОСТИКА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА ВИСМУТА

Т. А. Корниенко¹, Ю. И. Миксюк², К. А. Саечников², А. Л. Толстик¹

¹Белорусский государственный университет, Минск

²Белорусский государственный педагогический университет, Минск

E-mail: tankorni@mail.ru

Ряд нелинейно-оптических эффектов, приводящих к светоиндуцированному изменению параметров нелинейной среды, основывается на фоторефрактивной нелинейности, позволяющей реализовывать нелинейное взаимодействие световых пучков малой мощности (на уровне нано- и микроватт).

В работе экспериментально исследуется распространение взаимодействующих пучков лазерного излучения в кристаллах титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), включая дифракцию слабого (зондирующего) пучка на неоднородностях, оптически индуцированных мощным пучком накачки. Предложены две схемы зондирования, отличающиеся геометрией распространения световых пучков.

Первая схема основана на взаимодействии некогерентных световых пучков при ортогональной геометрии их распространения, при этом зондирующий пучок смещается таким образом, что оставаясь ортогональным пучку накачки, он проходит через области фоторефрактивного кристалла с различным уровнем засветки. Изменяя положение зондирующего пучка относительно пучка накачки, исследуется зависимость угла отклонения зондирующего пучка от величины смещения при различных значениях напряженности приложенного электрического поля. По углу отклонения оценивается величина и профиль светоиндуцированного изменения показателя преломления.

Другая схема предполагает распространение двух пучков в одном направлении под малым углом друг к другу. При приложении внешнего электрического поля к образцу вследствие электрооптического эффекта пучок накачки наводит в среде неоднородное распределение показателя преломления. Плавное изменение угла пересечения световых пучков и их диаметр, можно добиться эффекта полного внутреннего отражения, на основе которого также рассчитывается профиль и величина светоиндуцированного изменения показателя преломления. При этом появляется возможность анализировать особенности изменения показателя преломления в условиях оптической активности.

В заключение отметим, что предложенные схемы диагностики фоторефрактивных кристаллов дополняют друг друга и позволяют судить об изменении показателя преломления в двух ортогональных направлениях.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИУРЕТАНОВЫХ МАТРИЦ С ДОБАВКАМИ НАНОЧАСТИЦ

С. С. Ануфрик¹, Г. Г. Сазонко¹, В. В. Тарковский¹, М. И. Дзюбенко²,
С. В. Николаев², В. В. Пожар²

¹ Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно,
Беларусь

² Институт радио физики и электроники им. Я. Усикова НАН Украины,
Харьков, Украина

E-mail: anufrick@grsu.by

Одним из видов полимеров, который может быть использован в лазерной технике, является полиуретан и его производные [1–3]. Полиуретан относится к классу эластомеров, поэтому обладает значительной пластичностью и термоупругостью. К достоинствам полиуретана можно отнести также мягкие условия полимеризации, что позволяет не только успешно внедрять в него красители различных классов, но и обеспечить их фотостойкость в процессе облучения.

На сегодняшний день перечень красителей, использовавшихся для активации полиуретановых матриц, невелик. Так, при наносекундном возбуждении исследованы генерационные характеристики красителей родамин 6G, астрафлосин и пирометен 597 [1, 3], тиоперилотрикарбоцианин [2], а при микросекундной накачке испытаны родамин 6G, оксазин 17 [4] и оксазин 1 [5].

Объектами исследования являлись активные элементы на основе полиуретана активированные оксазином 17 и модифицированные наночастицами золота и серебра. Активные элементы представляли собой цилиндры диаметром 28 мм и высотой 5 мм. Концентрация красителя составляла $2,4 \times 10^{-4}$ моль/л. Концентрации наночастиц золота и серебра в исследуемых образцах изменялась в пределах для золота от 4,5 до 30 мкг/см³ и от 3,4 до 22,5 мкг/см³.

В качестве источника наносекундной когерентной накачки использовалась вторая гармоника твердотельного импульсного гранатового (Nd:YAG) лазера фирмы ЛОТИС-ТИИ (модель LS-2147). Параметры излучения накачки: $\lambda = 532$ нм, длительность импульсов 16 нс.

Результаты исследований представлены на рисунке 1. Видно, что рост плотности энергии накачки приводил практически к линейному росту энергии генерации. Наибольшая энергия генерации была получена для образца №3 (5,625 мкг/см³ наночастиц серебра) и образца №8 (30 мкг/см³

наночастиц золота). Отсюда можно предположить, что данные концентрации являются оптимальными для модификации полиуретановых матриц активированных оксазином 17.

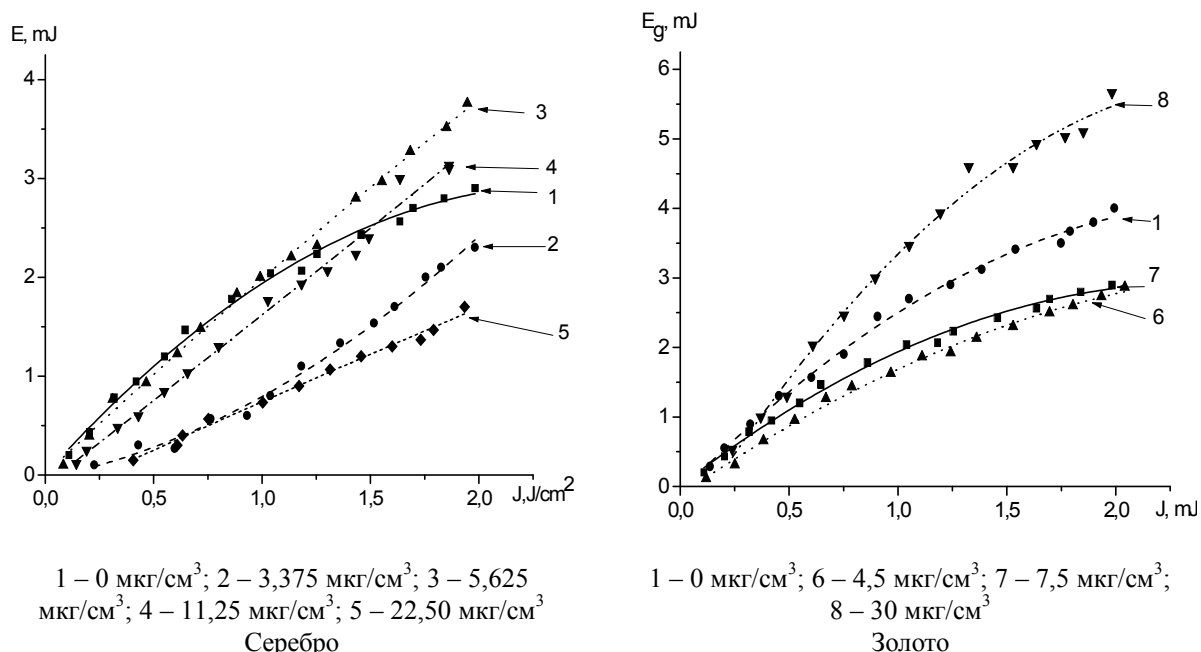


Рис. 1. Зависимость энергии генерации от плотности энергии накачки для образцов модифицированных добавкой наночастиц золота и серебра и образца без наночастиц

Для большинства образцов модифицированных наночастицами были получены наибольшие значения генерации, что позволяет предположить что наночастицы равномерно повышают объемную плотность накачки, положительно влияя на генерационные характеристики. Предположительно механизмом повышающим эффективность генерации модифицированных образцов может являться перенос энергии возбуждения от наночастиц к молекулам красителя.

1. Безродный В. И., Ищенко А. А. // Квантовая электроника. 2000. 30, № 12. С.1043-1048.
2. Bezrodnyi V. I., Ishchenko A. A. // Applied Physics B (Lasers and Optics). 2001. В73, № 3. Р. 283–285.
3. Безродный В. И., Деревянко Н. А., Ищенко А. А. и др. // Журн. техн. физики. 2001. 71, вып.7. С. 72-78.
4. Николаев С. В., Пожар В. В., Дзюбенко М. И. // Квантовая электроника. 2006. 36, № 8. С.758–762.
5. Николаев С. В., Пожар В. В., Дзюбенко М. И. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С.376–380.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИОДНО-НАКАЧИВАЕМОГО Nd:YVO₄ ВКР-ЛАЗЕРА С ПОГЛОЩЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ НЕОДИМА НА ВЕРХНЕМ ЛАЗЕРНОМ УРОВНЕ

С. В. Войтиков, В. И. Дашкевич, В. А. Орлович

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: s.voitikov@dragon.bas-net.by

В некоторых кристаллах длины волн излучения, поглощаемого атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне, очень близки к длине волны стимулированно испускаемого излучения [1–4]. Примерами таких кристаллов являются Nd:YVO₄ и Nd:GdVO₄, генерирующие на длине волны вблизи 1342 нм [2, 3]. При этом сечение поглощения составляет около 10 % от сечения стимулированного испускания. Кроме того, поглощение ионами Nd³⁺ на верхнем лазерном уровне вызывает рост силы термолинзы примерно в два раза [3], что существенно влияет на параметры излучения. Тем не менее, Nd:YVO₄ и Nd:GdVO₄ лазеры привлекательны тем, что при ВКР-преобразовании или само-преобразовании лазерного (1342 нм) излучения в стоксово (1524 нм) излучение являются источниками безопасного для глаз излучения. Соответственно, в моделях таких лазеров необходимо корректно учитывать эти особенности.

Нами предложена модель продольно-диодно-накачиваемого импульсного твердотельного лазера с ВКР-преобразованием или само-преобразованием, учитывающая поглощение в активной среде лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне. Модель также учитывает возрастание с ростом мощности накачки абберационных потерь, вызываемые формирующейся термолинзой. Потери при включении/выключении АО модулятора считались пропорциональными интенсивности отклоненной в модуляторе волны [5]. В данной работе потери рассматриваются как непрерывные функции времени в отличие от известных моделей лазеров с активной модуляцией добротности, где потери в модуляторе считаются мгновенно исчезающими (см., например, работу [6] и ссылки в ней).

Предложенная теория применена для моделирования динамики генерации диодно-накачиваемого Nd:YVO₄ лазера с активной акусто-оптической модуляцией добротности с ВКР-само-преобразованием лазерного излучения (1342 нм) в стоксово излучение (1524 нм), исследованной в [5]. На рисунке представлены экспериментально измеренные [5] и рассчитанные зависимости энергии стоксовых импульсов от мощности

диодной накачки при частотах модуляции 2 и 8 кГц. Как видно, результаты моделирования достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры выходных импульсов были также рассчитаны в рамках подходов, предложенных в [6]. Получено, что при частоте модуляции 2 кГц, когда период модуляции в несколько раз больше времени жизни верхнего лазерного уровня и запасенная инверсия в активной среде близка к максимально возможной, расчеты энергии импульсов в рамках предлагаемой модели и расчеты в рамках подходов, предложенных в [6], отличаются мало. При частоте модуляции 8 кГц, когда период модуляции и времени жизни верхнего лазерного уровня одного порядка, энергия стоксовых импульсов, рассчитанная в рамках подходов, предложенных в [6], на ≈ 5 мкДж меньше рассчитанной в рамках нашей модели. На рисунке 1 также представлены формы экспериментального и рассчитанного импульсов при частоте их следования 2 кГц. Как видно, результаты моделирования формы импульса согласуются с экспериментальными данными.

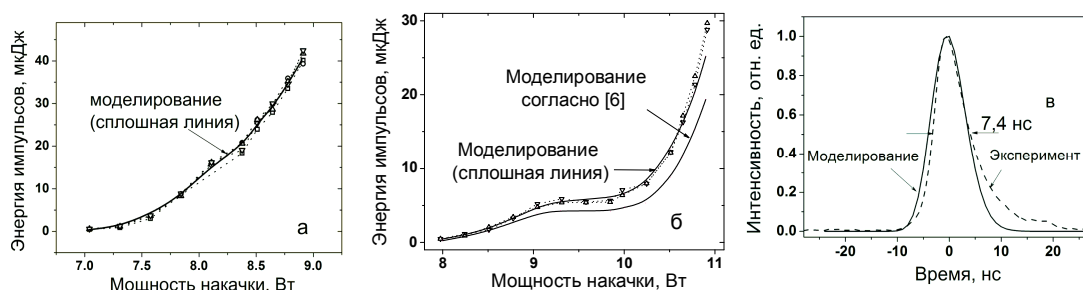


Рис. 1. Зависимость энергии стоксовых импульсов от мощности накачки при частотах следования импульсов 2 (а) и 8 (б) кГц, и форма стоксова импульса (в)

После некоторых упрощений предложенная модель пригодна для описания процессов генерации в непрерывных и импульсных лазерах с поглощением лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне.

1. de Camargo A. S. S., de Oliveira Nunes L. A., Ardila D. R., Andreeta J. P. // Optics Letters. 2004. Vol. 29, No. 1, P. 59–61.
2. Fornasiero L., Kück S., Jensen T., et al. // Appl. Phys. B. 1998. Vol. 67, P. 549–553.
3. Okida M., Itoh M., Yatagai T., et al. // Optics Express. 2005. Vol. 13, P. 4909–4915.
4. Lenhardt F., Nittmann M., Bauer T., et al. // Appl. Phys. B. 2009. Vol. 96, P. 803–807.
5. Dashkevich V. I., Shpak P. V., Voitikov S. V., et al. // Opt. Commun. 2015. Vol. 351, P. 1–8.
6. Su F., Zhang X., Wang Q., et al. // Opt. Commun. 2007. Vol. 277, P. 379–384.

FLUORESCENCE FEATURES OF LASER DYES FOR 570–800 nm REGION IN SOL-GEL SILICA

O. N. Bezdrovnyaya¹, V. V. Maslov², I. M. Pritula¹, V. M. Puzikov¹,
A. G. Plakhsy¹, Yu. A. Gurkalenko¹, A. V. Lopin¹, N. V. Pereverzev¹

¹Institute of Single Crystals, NAS of Ukraine, Kharkiv

²A. Ya. Usikov Institute of Radiophysics and Electronics, NAS of Ukraine,
Kharkiv

E-mail: maslov@ire.kharkov.ua, bezdrovnyaya@isc.kharkov.ua

Fluorescence materials, synthesized with sol-gel method, keep on being actively investigated and developed [1]. They find an application as laser media, elements of photonics, and photosensors for biomedical diagnostics. Furthermore lively investigations are currently fulfilled that directed at creation of visible and NIR lasers on the basis of combining the diode lasers and solid-state matrices and films doped with laser dyes. As a result of these investigations laser emissions from 540 nm to 660 nm with a peak power 3.5 W and slope efficiency of 11 % were obtained [2]. There is a need to know spectral-fluorescence parameters of the dyes in the medium of matrix, when new photosensors and laser elements doped with dyes are developed on their basis and power characteristics of pump system for the hybrid lasers on the basis of laser diodes and solid-state dye lasers are calculated.

We had earlier [3] synthesized and studied silica matrices activated with a series of the dyes lasing efficiently in alcohol solutions. The goal of the present research is measuring-in and analysis of fluorescence characteristics of these matrices and comparison of them with the same ones of the alcohol solutions for clearing up the processes of energy decay of dye molecules in the matrices.

The SiO₂ matrices were synthesized by means of the hydrolysis of alkoxysilanes in alcoholic-aqueous solution as was described in [3]. The absorption spectra of the samples were measured by spectrophotometer Lambda 35 (Perkin–Elmer, USA) and the fluorescence ones – by the fluorimeter FluoroMax-4 (Horiba Jobin Yuon, USA). The fluorescence decay times of the dyes in matrices and solvents were measured by picoseconds spectrofluorimeter Fluo-Time 200 (PicoQuant, Germany) operating at a single photon counter mode and with treatment of results by the method of iteration convolution (FluorFit software, PicoQuant, Germany). For determination of Q – quantum yields of the dyes in matrices we used alcohol solutions of the same dyes as references, for which the value of Q_0 was earlier defined. The main results of fulfilled measurements of spectral characteristics of studied dyes in different media and parameters calculated on their basis are cited in the table.

Table

Spectral parameters* of the dyes

Dye	Medium	λ_a , nm	$\varepsilon_m \cdot 10^{-3}$, l·mol ⁻¹ cm ⁻¹	λ_{fl} , nm	Q_{fl}^{**}	τ_{fl} , ns	$k' \cdot 10$, (ns) ⁻¹	$k'' \cdot 10$, (ns) ⁻¹	Δv^{St} , cm ⁻¹
Rh6G	Ethanol	530	106	552	0.95	4.30	2.21	0.116	750
Rh6G	DMSO	539	100	564	0.97	3.63	2.67	0.083	820
Rh6G	Matrix	530	92	555	0.94 ^{±0.1}	3.78	2.49	0.159	850
DCM	Methanol	472	43	630	0.43	1.31	3.28	4.35	5280
DCM	DMSO	480	45	643	0.50	2.16	2.31	2.31	5280
DCM	Matrix	469	—	616	0.61 ^{±0.06}	2.06	2.96	1.89	5100
LD678	Methanol	605	110	619	0.67	3.34	2.01	0.99	370
LD678	Matrix	608	57	620	0.68 ^{±0.01}	3.64	1.87	0.879	320
Rh800	Methanol	680	90	701	0.086	1.74	0.494	5.25	440
Rh800	Matrix	691	65	709	0.14 ^{±0.01}	1.73	0.809	4.97	370

* λ_m^a – maximum of long-wavelength absorption band; ε_m – molar decadic extinction coefficient at λ_m^a ; λ_m^f – wavelength of fluorescence maximum; Q_{fl} – fluorescence quantum yield; τ_{fl} – fluorescence lifetimes; $k' = Q_{fl}/\tau_{fl}$ – radiative decay rate constant; $k'' = (1-Q_{fl})/\tau_{fl}$ – nonradiative decay rate constant; Δv^{St} – Stokes shift between the maxima of the absorption and fluorescence bands; DMSO – dimethylsulfoxide.

** Inaccuracy of defining Q_{fl} for the solutions amounts to $\pm 5\%$; superscripts near values of Q_{fl} adduced in the Table define statistical straggling of the values measured for different samples of matrices.

It is known, the solvent surroundings of DCM molecule exerts considerable influence upon its spectral properties [4]. Degree of this influence is determined by electric parameters of the solvent: dipole moment of the solvent molecule and its permittivity. The short-wavelength shift of absorption maximum of DCM $\Delta\lambda_a = 3$ nm as well as the fluorescence one $\Delta\lambda_{fl} = 14$ nm is observed when methanol is changed with SiO₂ matrix. Here the Stokes shift is some diminished (see table) and quantum yield of fluorescence of DCM is appreciably grown and become more than its value in strong polar dimethylsulfoxide (DMSO). The shift of spectra is probably caused smaller polarity of DCM surroundings in SiO₂ matrix than in methanol and subsiding of its effect upon DCM molecule in S₁ excited state. It was earlier shown [4] that fluorescence quenching of DCM occurs by means of twisted molecule form of this dye. Thus we may presume that a molecular surroundings of the dye in the matrix hinders generation of this form and as a result non-radiating vibrating losses in the excited S₁ state. This assumption is confirmed with measured values of fluorescence decay time τ_{fl} and calculated from them rate constants of nonradiative transition of DCM in methanol, DMSO, and the

matrix. When methanol was changed with DMSO value of k^{nr} was diminished by factor of about 1.9, and with SiO₂ matrix – about 2.3.

In the case of Rh800 change of alcohol solution by matrix results in bathochromic shift of absorption as well as fluorescence maxima by ~10 nm, here Stokes losses are slightly diminished but quantum yield of fluorescence is essentially increased (by factor ~1.6). Laser dye Rh800 had a wide tuning spectrum range in NIR region (730 ÷ 835 nm) with maximum output emission near 800 nm [5]. But it had been revealed [5] considerable impact of CN–group in the dye structure on process of fluorescence quenching when weakly polar dichloroethane was changed by alcohols. The increase of Q_f for Rh800 in matrix that we have obtained was corroborated by rise of radiative transition rate constant by a factor of ~ 1.6 (See table). Thus we may assume that SiO₂ matrix exerts favorable influence upon spatial structure of fluorescent molecule of Rh800 in excited S₁ state.

As regards the Rh6G and LD678 dyes their transfer from solvents to matrix does not produce noticeable changes of spectrum position and therefore in interactions of dipole moments of this molecules with their surroundings. Stokes shift $\Delta\nu^{St}$ between maxima of the fluorescence and the absorption bands for LD678 both in methanol and in matrix is smaller than for DCM by a factor more than ten. At the same time if for LD678 in matrix the shift is some smaller than in alcohol then for Rh6G Stokes shift slightly increases in matrix and exceeds its value for strongly polar DMSO. The small changes of measured Q_f and τ_f values and calculated k^r , k^{nr} constants are observed for these dyes too under transfer them from alcohols to matrix.

Thus we have shown for the Rh6G and LD678 dyes, on which solvent surroundings exert weak influence, transfer to the matrix does not cause noticeable changes of Q_f and τ_f values. At the same time for the dyes, which fluorescence is strongly dependent on the solvent, that are DCM and Rh800 – matrix has a stabilizing influence upon molecules of these dyes in S₁ state, and as a results their nonradiative losses are diminished and quantum yield of fluorescence increases.

1. Raditoiu A., Raditoiu V., Culita D.C. et al. // Opt. Mater. 2015. V. 45, P. 55–63.
2. Zhao Z., Mhibik O., Nafa M., et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106, No 5. P. 051112.
3. Pritula I. M., Bezdrovaya O. N., Puzikov V. M. et al. // Proceed. 6th Inter. Conf. CAOL. Sudak, 2013. P. 151–154. IEEE Cat. No CFP13814-CDR. ISBN: 978-1-4799-0016-9.
4. Bondarev S. L., Knyukshto V. N., Stepuro V. I. et al. // J. Appl. Spectr. 2004. V. 71, No 2, P. 194–201.
5. Raue R., Harnisch H., Drexhage K. H. // Heterocycles. 1984. V. 21, No 1 P.167– 190.

НОВЫЕ АКТИВНЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

М. М. Асимов¹, С. С. Ануфрик², Г. Г. Сазонко²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: m.asimov@dragon.bas-net.by

В работе представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных и генерационных свойств молекул органических красителей модифицированных путем включения в молекулу олигосахаридов (β - и γ -циклодекстрина). Для использования этих красителей в композитных средах, нами были модифицированы [1] их фотофизические и фотохимические свойства с использованием комплексов включения типа «хозяин – гость». В качестве приемной молекулы «хозяина» нами была использована молекулы β - и γ -циклодекстрина. Молекулы циклодекстринов привлекают возможностью их фототехнологического использования для модификации фотофизических и фотохимических свойств большого числа органических веществ [2].

Циклодекстрины – молекулы, относящиеся к олигосахаридам, способны включать в себя различные молекулы органических соединений.

Оптическая однородность и фотохимических свойств активных сред на основе комплексов включения молекул красителей в полость γ -циклодекстрина исследовалась спектральными методами.

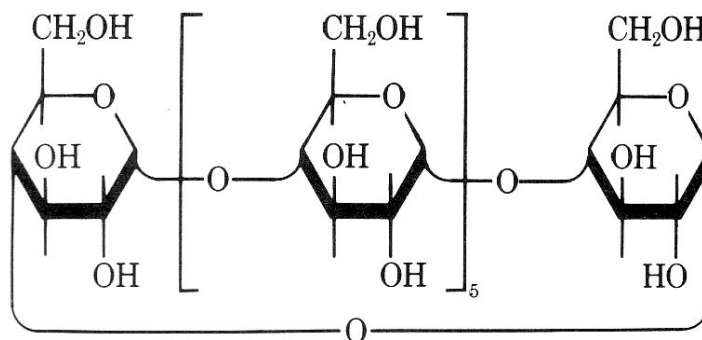


Рис. 1. Химическая структура молекулы циклодекстрина

Циклодекстрины существенно повышают фотостабильность молекул красителей, обеспечивая защиту от УФ излучения. Циклодекстрины прозрачны во всей видимой спектральной области. Они не вносят дополнительные полосы в поглощение и люминесценцию красителей, при формировании комплекса включения типа «хозяин – гость».

Приготовление комплексов включения молекул красителей с молекулами β - и γ -циклодекстрина проводилось по методике термической активации в спиртовом растворе. Контроль эффективности образования комплекса включения осуществлялся по сдвигу спектров поглощения и люминесценции молекул красителей в комплексе с молекулами β - и γ -циклодекстрина.

На рис. 2 приведен пример включения прямого и обратного включения в молекулы кумарина в полость циклодекстрина.

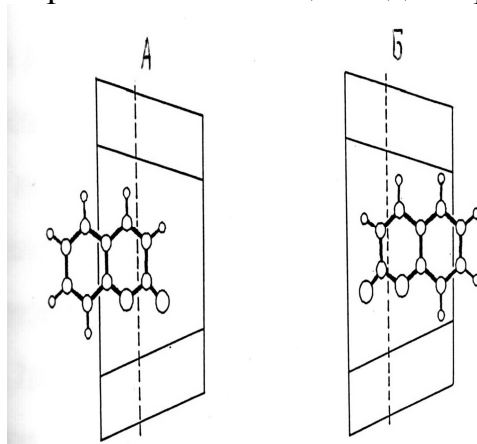


Рис. 2. Пример включения молекулы кумарина в полость циклодекстрина

Проведены результаты измерения оптических и спектроскопических параметров полученных комплексов в желатине. Установлено, что фотостабильность комплексов включения в желатине существенно выше, чем простое включение молекулы красителя в желатиновую массу.

Проведено сравнительное исследование генерационных характеристик кумарина 4 и его комплекса включения с β -циклодекстрином при возбуждении ХеСl эксимерным лазером. Полученные данные показывают, что при близкой эффективности генерации, фотостабильность комплекса включения кумарина 4 с β -циклодекстрином возрастает более чем в два раза.

Полученные результаты дают научное обоснование в разработке новых активных сред путем модификации спектрально-люминесцентных и генерационных характеристики молекул красителей с использованием циклодекстринов.

1. Eastman Organic Chemicals Catalog; Eastman Kodak Company.
2. Плиска С. П., Корочкин Л. С., Гореленко А. Я. и др. // Нанотехника. 2006, № 2, С. 25.

УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В СМЕСИ ПАРОВ РТУТИ И АРГОНА

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

E-mail: a.volodenkov@grsu.by

Основной вклад в излучение плазмы в смесях инертных газов (Ar, He) с парами Hg дает резонансное излучение с длинами волн 184,95 нм (6^1P_1) и 253,65 нм (6^3P_1). При этом инертный газ учитывается в основном как буферный газ, который существенно влияет на ФРЭ электронов. При этом доля энергии, идущая на возбуждение этих уровней, составляет ~70 % от энергии, которая вкладывается в разряд. Интенсивность свечения люминофора прямо пропорциональна интенсивности излучения ртути, поэтому в первом приближении для изучения свойств люминесцентных источников на парах ртути необходимо изучить эмиссионные свойства, указанных выше двух линий ртути. По данным экспериментальных работ известен баланс 40-Вт люминесцентной лампы, при этом мощность излучения линии 254 нм составляет 22 Вт, а излучение линии 185 нм – 3,5 Вт.

Для расчета оптических характеристик плазмы на длине волны 254 нм была использована упрощенная четырехуровневая схема энергетических переходов атома ртути, при этом учитывались основной уровень 6^1S_0 , уровни триплета $6^3P_{0,1,2}$.

При расчете заселенностей уровней учитывались следующие процессы и были сделаны следующие допущения.

1) Прямое возбуждение электронным ударом из основного состояния атома ртути 6^1S_0 на уровни триплета $6^3P_{0,1,2}$.

2) Ионизация основного состояния атома ртути 6^1S_0 .

3) Заселенность уровня 6^3P_1 при переходах с уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 .

4) Ионизация Пеннинга при столкновении атомов ртути в состоянии 6^3P_2 . Ионизация Пеннинга при столкновении атомов ртути в состояниях 6^3P_1 и 6^3P_2 .

5) Резонансное излучение с уровня 6^3P_1 на длине волны 254 нм.

6) Излучатель имеет цилиндрическую симметрию.

7) Гибель заряженных частиц происходит вследствие амбиполярной диффузии к стенкам сосуда.

8) Атомы аргона учитывались при определении ФРЭЭ.

Учет этих процессов может быть описан следующим набором плазмохимических реакций (в скобках около реакций указаны обозначения скоростных коэффициентов):

$$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e = \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e \text{ (S01);} \quad (1)$$

$$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e = \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e \text{ (S02);} \quad (2)$$

$$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e = \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e \text{ (S03);} \quad (3)$$

$$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e = \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e \text{ (S12);} \quad (4)$$

$$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e = \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e \text{ (S32);} \quad (5)$$

$$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e = \text{Hg}^++2e \text{ (S0i);} \quad (6)$$

$$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+\text{Hg}(6^3\text{P}_2)=\text{Hg}+\text{Hg}^++e \text{ (K33);} \quad (7)$$

$$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+\text{Hg}(6^3\text{P}_1)=\text{Hg}+\text{Hg}^++e \text{ (K32);} \quad (8)$$

$$\text{Hg}(6^3\text{P}_2) = \text{Hg}+h\nu \text{ (254 нм) (A)} \quad (9)$$

При расчетах задавались следующие параметры. Амплитуда напряжения $U_0 = \sqrt{2} 220 \sim 310$ В. Частота сети $f = 50$ Гц. Балластная индуктивность $L_1 = 600$ мГн; $R_1 = 10$ Ом, межэлектродная емкость $C_1 = 10^{-8}$ Ф. Межэлектродное расстояние $d = 40$ см; радиус разрядной трубки $R = 1,1$ см. Концентрация атомов аргона $9,9 \cdot 10^{16}$ 1/см³ (парциальное давление 3 Торр), концентрация атомов ртути $1,908 \cdot 10^{14}$ 1/см³.

В процессе работы лампы концентрация атомов ртути в основном состоянии меняется в пределах от $1,908 \cdot 10^{14}$ 1/см³ до $1,2 \cdot 10^{14}$ 1/см³. Такое большое уменьшение концентрации атомов ртути в основном состоянии при возбуждении приводит к необходимости учета изменения его заселенности. Концентрации атомов ртути от времени состояния 6^3P_0 достигает в максимуме $1,8 \cdot 10^{12}$ 1/см³.

Удельная средняя мощность излучения на длине волны 254 нм на оси разряда составляет $\sim 0,19$ Вт/см³. Полная средняя мощность излучения на длине волны 254 нм $\sim 12,6$ Вт. Средняя мощность, вкладываемая в разряд, ~ 34 Вт. КПД преобразования в излучение на длине волны 254 нм составляет ~ 37 %. Средняя активная мощность, потребляемая от сети, составляет ~ 55 Вт. КПД от сети преобразования в излучение на длине волны 254 нм составляет ~ 23 %.

Следует еще раз отметить, что наша модель определяет максимально возможную мощность излучения на длине волны 254 нм. Это связано с тем, что мы учитываем только те процессы, которые приводят к росту заселенности уровня 6^3P_1 , и пренебрегаем процессами, которые уменьшают заселенность этого уровня.

При использовании развитой компьютерной модели разряда в смеси паров ртути и аргона надо учитывать то, что программа Bolsig+ может применяться для определения ФРЭЭ только для случая постоянного электрического поля. В случае использования импульсных электрических полей необходимо определять ограничения, которые в этом случае необходимо наложить на скорость изменения поля для того, чтобы применение Bolsig+ было корректным.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЕ ХЕСЛ-ЭКСИЛАМПЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: a.volodenkov@grsu.by

Рассмотрим плазменный источник излучения на смеси инертного газа с галогеном (молекулой хлора), возбуждаемый импульсным тлеющим разрядом. Считаем, что излучатель представляет собой цилиндр с внутренним диаметром D , длиной L и толщиной стенки d , который изготовлен из кварца с коэффициентом теплопроводности λ . На рис. 1 представлена его конструкция и эквивалентная электрическая схема системы возбуждения.

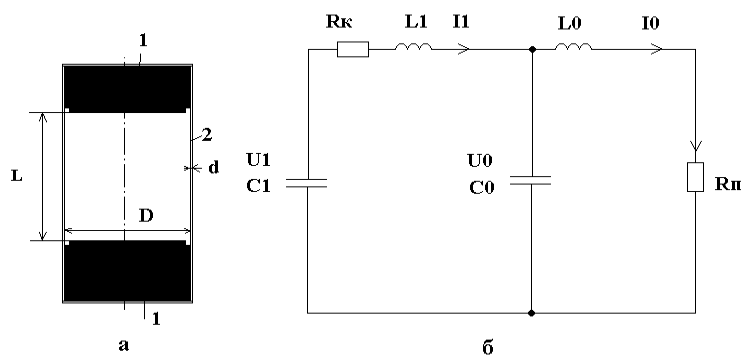


Рис. 1. Конструкция излучателя (а) и эквивалентная электрическая схема системы возбуждения (б)

$C1$ - накопительная емкость; $C0$ - обострительная емкость; $L1, L0$ - контурная индуктивность; $I0, I1$ - ток через соответствующие элементы; $U1$ - напряжение на емкости $C1$; $U0$ - напряжение на емкости $C0$; Rk - сопротивление коммутатора; Rn - сопротивление межэлектродного промежутка; 1- электроды излучателя; 2-стенки излучателя

Охлаждение разрядного промежутка осуществляется через боковую поверхность цилиндра. Считаем, что внутренняя и поверхностью стенок имеет температуру $T1$, а внешняя поверхность стенок излучателя имеет температуру $T2$. В этом случае тепловой поток через боковую поверхность цилиндра будет равен.

$$J = (T1 - T2)\lambda/d. \quad (1)$$

В стационарном случае мощность энерговклада W на единицу длины разрядного промежутка будет равна.

$$W/L = \pi DJ, \quad (2)$$

где L – длина разрядного промежутка.

Мощность энерговклада в единицу объема разрядного промежутка определяется следующим выражением.

$$W/V = 4J/D = 4(T_1 - T_2)\lambda/(dD), \quad (3)$$

где $V = \pi D^2 L/4$ – объем разрядного промежутка.

Пусть используются кварцевые трубки с толщиной стенок $d = 0,2$ см, внутренним диаметром $D = 1$ см, коэффициентом теплопроводности $\lambda = 0,0138$ Вт/(см К) и с температурой поверхности стенок $T_1 = 320$ К, $T_2 = 300$ К. Тогда мощность энерговклада в единицу объема разрядного промежутка равна

$$W/V = 4(T_1 - T_2)\lambda/(dD) = 5,52 \text{ Вт/см}^3. \quad (4)$$

Мощность энерговклада на единицу длины разрядного промежутка равна (2)

$$W/L = \pi DJ = 4,335 \text{ Вт/см}. \quad (5)$$

Оптимальная величина напряженности электрического поля для импульсного тлеющего разряда составляет примерно 100 В/см Торр.

$$E/P = U_1/PL = 100 \text{ В/см Торр}, \quad (6)$$

где P – давление активной среды. Считаем, что задана длина излучателя $L = 30$ см и давление бинарной смеси $P = 10$ Торр. Отсюда на основании (6) определяем величину зарядного напряжения.

$$U_1 = 100 \text{ В/см Торр} (PL) = 30000 \text{ В}. \quad (7)$$

На основании выражения (5) определяем мощность энерговклада в весь объем разрядного промежутка.

$$W = L 4,335 \text{ Вт/см} = 130,62 \text{ Вт}. \quad (8)$$

В работе [1] показано, что практически моноимпульсный режим реализуется для бинарных смесей при общем давлении 10 Торр при частоте повторения импульсов меньшей, чем 100–150 Гц.

При этом энергия, запасенная в накопительной емкости, будет равна

$$A_1 = W/F, \quad (9)$$

где F – частота повторения импульсов. На основании (9) минимальная энергия, запасенная в накопительной емкости при моноимпульсном режиме, равна.

$$A_1 = W/(150 \text{ Гц}) = 0,867 \text{ Дж}. \quad (10)$$

Тогда минимальная емкость накопительного конденсатора C_1 равна

$$C_1 = 2A_1/U_1^2 = 1,927 \text{ нФ}. \quad (11)$$

На основе этой методики [1] строится набор зависимостей энергии излучения и КПД от площади сечения разряда, величины накопительной емкости и состава смеси (при общем давлении 10 Торр, $L = 30$ см, $U_1 = 30$ кВ). По этим данным определяется энергия и мощность излучения.

1. Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф. // Веснік ГрДУ. Сер 2. Математика. Фізика. Інформатика. 2012. Т. 136, № 3. С. 98–106.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА He-Ne ЛАЗЕРА

С. А. Золотов, В. Е. Привалов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Россия

E-mail: vaevpriv@yandex.ru

В диапазоне температур поверхности стеклянного активного элемента примерно от 100 до 400 °С мощность излучения He-Ne лазера (0,63 мкм) увеличивается с ростом температуры [1, 2]. Естественно, температура поверхности активного элемента не характеризует однозначно процессы в активной среде, но это довольно удобный параметр. Результаты исследований зависимости мощности от температуры и поиск причин этой зависимости наиболее полно изложены в книге [3]. В известных нам источниках обычно не производились локальные измерения температуры. Измеренная в одной точке или средняя по нескольким точкам температура приписывались всему активному элементу либо фигурировала температура термостата.

Проведены измерения температуры пирометром вдоль активного элемента He-Ne лазера ГЛ110 длиной 30 см. Обнаружен максимум распределения температуры от координаты вдоль трубки. В штатном режиме концы трубки, не соприкасающиеся с разрядом, имеют примерно одинаковые температуры. Это обусловлено естественным воздушным охлаждением. Точнее конец, близкий к катодному баллону, на несколько градусов нагрет больше. При данных почти одинаковых температурах концов трубки максимум температуры примерно посередине трубки (рис. 1). Если один из концов трубки принудительно охлаждать, максимум температуры смещается в сторону более теплого конца (рис. 2).

Высказана гипотеза о роли «холодных» концов трубки. Гипотеза подтверждена анализом уравнения теплопроводности для данного случая. Расчетная кривая хорошо ложится на экспериментальную в пределах погрешности измерений (рис. 1 и 2). В He-Ne лазерах длиной более метра, как ожидалось, эффект «холодных» концов не наблюдается. Интерес к проблеме вызван исследованием лазеров с нетрадиционной геометрией активных элементов [4, 5].

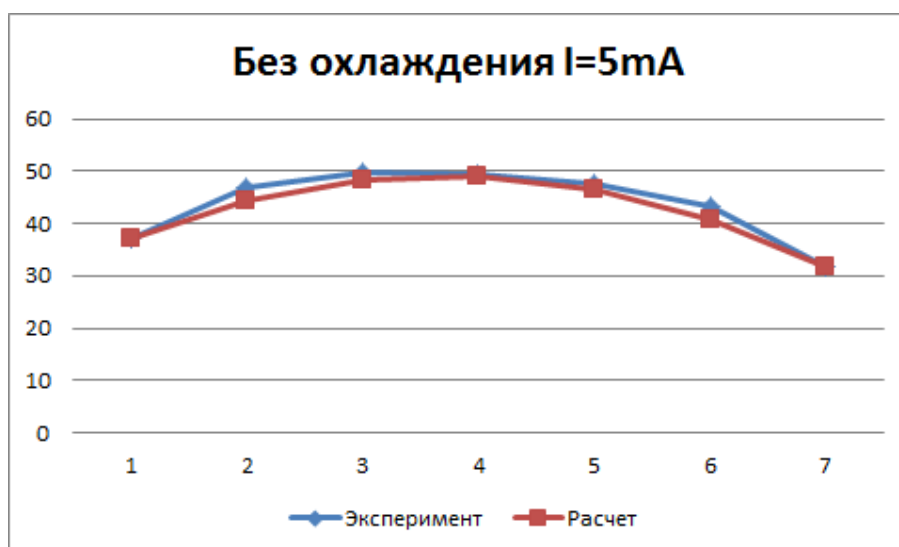


Рис. 1. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при естественном охлаждении активного элемента

По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента

По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия

Ток активного элемента – 5 мА

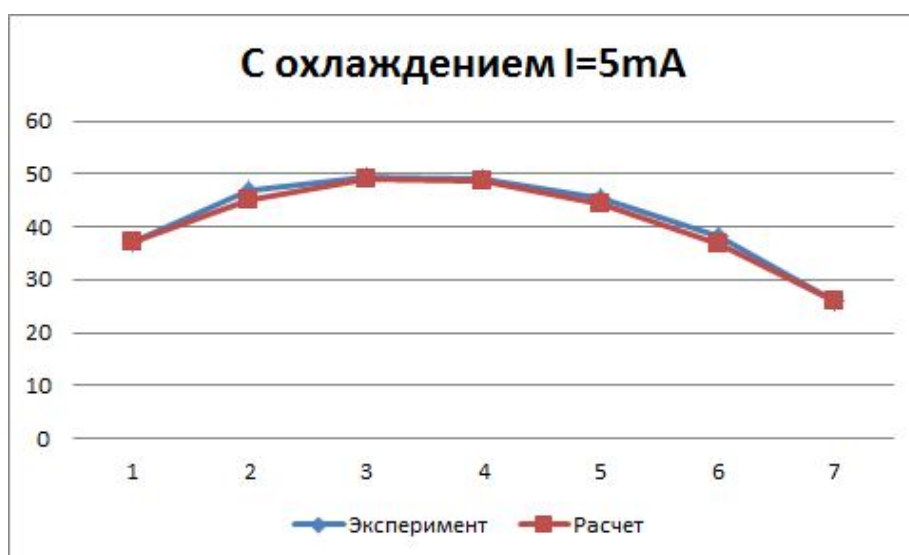


Рис. 2. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при принудительном охлаждении одного из концов активного элемента

По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента

По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия

Ток активного элемента – 5 мА

1. Белоусова И. М., Данилов О. Б., Киселев В. М. // ЖТФ. 1968, Т. 38, № 3. С. 493.
2. Белоусова И. М., Данилов О. Б., Елькина И. А., Киселев В. М. // Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 26. № 1. С. 779–785.
3. Орлов Л. Н. Тепловые эффекты в активных средах газовых лазеров. Минск: Наука і тэхніка. 1991 268 с.
4. Привалов В. Е. // Известия ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 2/2. С. 246–251.
5. Привалов В. Е., Золотов С. А. // Оптический журнал. 2014. Т. 83, № 3. С. 20–25.

ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В InGaN/GaN
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ,
ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

А. В. Данильчик, Н. В. Ржеуцкий, В. Н. Павловский, Е. В. Луценко,
Г. П. Яблонский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

Полупроводниковые соединения на основе нитрида галлия широко применяются в современной оптоэлектронике и остаются одними из самых широко исследуемых материалов. Созданы эффективные светодиоды и полупроводниковые лазеры, работающие от ближнего ультрафиолета до зеленой области видимого диапазона спектра. Основными подложками для роста нитридных гетероструктур остаются сапфир и карбид кремния. Структуры на кремниевой подложке, которая может стать более дешевой альтернативой, остаются до сих пор гораздо менее используемыми и изученными.

В работе исследовалась электролюминесцентная тестовая гетероструктура (ЭЛТ) InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ), выращенная методом металлоорганической газовой эпитаксии на подложке кремния (111). Гетероструктура имела следующий дизайн: GaN:Mg (150 нм) / AlGaN (10 нм) / GaN (20 нм) / 5 × {InGaN / GaN:Si} / GaN:Si⁺ (500 нм) / GaN:Si (200 нм) / GaN (150 нм) / Al_{0.2}Ga_{0.8}N (360 нм) / Al_{0.3}Ga_{0.7}N (150 нм) / Al_{0.5}Ga_{0.5}N (150 нм) / AlN (300 нм) / Si. Активная область данной структуры состояла из пяти ям InGaN (1.3 нм) и барьеров GaN:Si (18.5 нм).

Резонаторы для исследования лазерных свойств изготавливались методом скалывания кремниевой подложки вдоль кристаллографических плоскостей. Лазерная генерация наблюдалась вблизи $\lambda = 433$ нм при оптическом возбуждении сфокусированным в полосу излучением N₂ лазера ($\lambda_{\text{возб}} = 337.1$ нм). Регистрация излучения с торца образца осуществлялась при помощи оптоволокну и монохроматора с ПЗС линейкой. Спектры усиления были получены методом варьирования длины возбуждающей полосы [1–3].

На рис. 1 представлены спектры генерации лазера с резонатором длиной ~1000 мкм, полученные при комнатной температуре. На вставке рис. 1 показана зависимость импульсной выходной оптической мощности излучения ЭЛТ структуры от плотности мощности возбуждающего излучения. Получено значение пороговой плотности мощности 77 кВт/см².

На рис. 2 представлены спектры усиления ЭЛТ гетероструктуры, полученные методом варьирования длины возбуждающей полоски для плотностей мощности возбуждения 94, 146 и 234 кВт/см². Длина полоски составляла 56 мкм и 112 мкм и подбиралась таким образом, чтобы исключить эффект насыщения излучения. С ростом плотности мощности возбуждения происходит увеличение коэффициента усиления, а также смещение максимума спектра в коротковолновую область, что соответствует положению линии генерации.

Расчет распределения электромагнитного поля внутри данной гетероструктуры проводился в приближении плоских электромагнитных волн. Расчеты показали, что мода первого порядка имеет фактор оптического ограничения 0.009. Проведенное моделирование распределения интенсивности электромагнитного излучения в дальнем поле показало совпадение расчетной и измеренной картин для моды первого порядка.

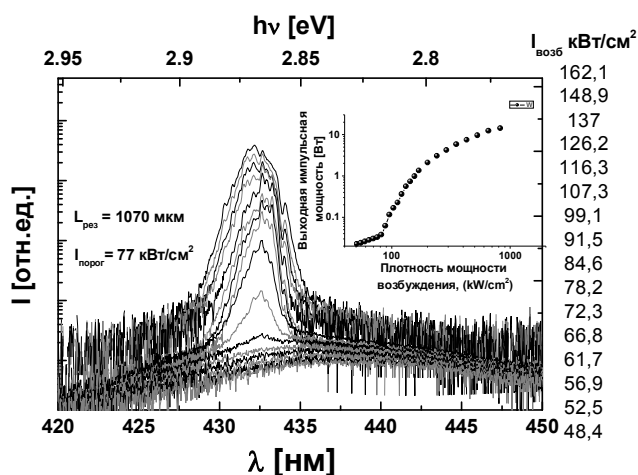


Рис. 1. Спектры генерации ЭЛТ гетероструктуры в зависимости от плотности мощности возбуждающего излучения. Вставка: зависимость выходной оптической мощности от плотности мощности возбуждения

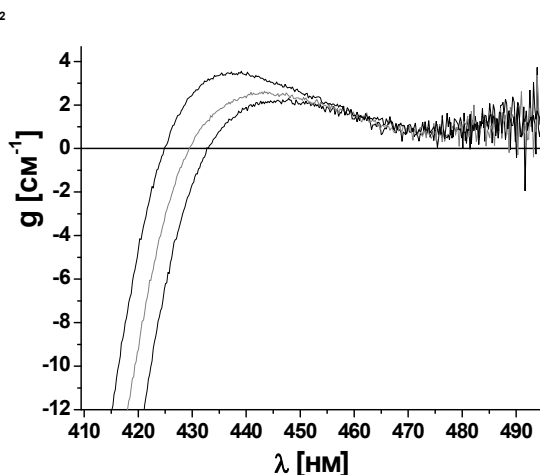


Рис. 2. Спектры усиления InGaN/GaN ЭЛТ при трех уровнях возбуждения

Результаты измерений порогов и оптического усиления в гетероструктурах на кремниевой подложке свидетельствуют о достаточно высоком их качестве, сравнимом с лазерными свойствами гетероструктур на подложках сапфира.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Электроника и фотоника 1.2.06».

1. Shaklee K. L. and Leheny R. H. // Appl. Phys. Lett. 1971, V. 18, P. 476–477.
2. Oster A., Erbert G., and Wenzel H. // Electron. Lett. 1997, V. 33, P. 864–866.
3. Oster A., Bugge F., Erbert G., and Wenzel H. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1999, V. 5, P. 631–636.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ В РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Н. В. Ржеуцкий¹, Е. В. Луценко¹, В. Н. Павловский¹, Г. П. Яблонский¹,
А. В. Сахаров², В. В. Лундин², Е. Е. Заварин²,
А. Е. Николаев², А. Ф. Цацульников²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by

Полупроводниковые гетероструктуры InGaN/GaN доказали свою эффективность при создании светоизлучающих приборов фиолетового-зеленого спектрального диапазона. Продвижение в длинноволновую область спектра, которое достигается увеличением содержания индия в составе InGaN, приводит к сильно выраженному квантоворазмерному эффекту Штарка и образованию структурных дефектов в активной области, возникающих вследствие большого рассогласования постоянных решеток InGaN и GaN, и действующих как центры безызлучательной рекомбинации. Для ослабления влияния этих факторов применяют рост InGaN квантовых ям сложного профиля, которые обеспечивают более сильное пространственное ограничение неравновесных носителей заряда. Частным случаем такого подхода является формирование в слое InGaN квантовых точек.

В работе исследовались люминесцентные свойства серии гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), выращенными методом металлорганической газофазной эпитаксии с применением прерываний роста после осаждения слоев КЯ. Как видно из результатов измерения методом просвечивающей электронной микроскопии (рис. 1), увеличение длительности прерываний приводит к образованию вместо сплошного слоя КЯ островков InGaN из-за термического разложения InN во время прерываний.

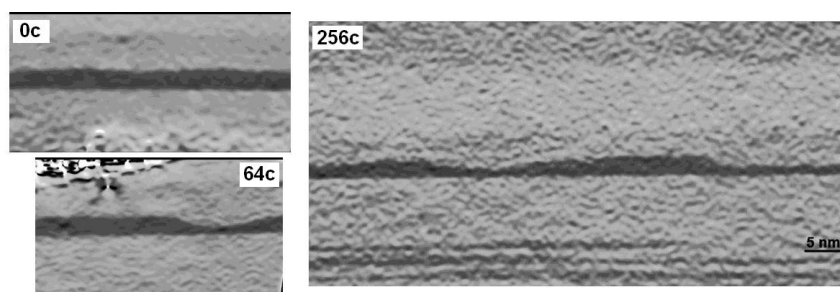


Рис. 1. Образование островков InGaN при увеличении длительности прерываний роста (темные участки соответствуют большей доле InN)

В спектре фотолюминесценции (ФЛ) для всех образцов присутствует сильная полоса из КЯ в области 460–470 нм. При этом, для низкого уровня возбуждения ($<500 \text{ Вт/см}^2$) эффективность ФЛ монотонно возрастает с увеличением времени прерывания, что связано с усилением локализирующего действия островков InGaN. При повышении уровня возбуждения происходит уменьшение эффективности ФЛ $\eta_{\text{ФЛ}}$, которое проявляется сильнее для структур с более выраженными островками InGaN. Описанное поведение демонстрируется на рис. 2, а. Наблюдаемое более сильное падение эффективности ФЛ для структур с островками обусловлено более низким количеством состояний InGaN в активной области, что приводит к усилению степени делокализации носителей заряда из-за насыщения состояний и к увеличению вклада Оже-рекомбинации. Для гетероструктур исследованной серии (за исключением образца с $t_{\text{пр}} = 256 \text{ с}$) наблюдалось стимулированное излучение. Величина пороговой плотности мощности увеличивалась с ростом $t_{\text{пр}}$ (рис. 2, б), т.е. наблюдалось ухудшение лазерных параметров для гетероструктур с выраженным формированием островков, что также объясняется уменьшением количества состояний.

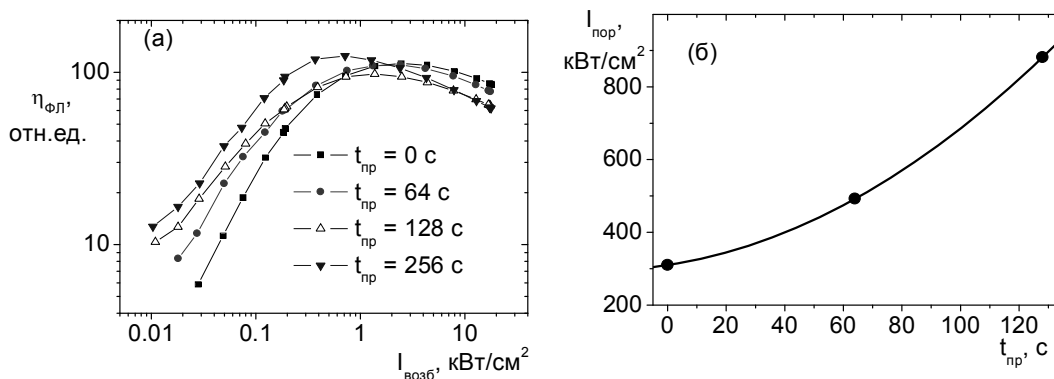


Рис. 2. Эффективность ФЛ в зависимости от уровня возбуждения (а) и порог стимулированного излучения (б) для гетероструктур с различной локализацией носителей заряда

Таким образом, показано, что при использовании прерываний роста гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN происходит более выраженное формирование островков InGaN, приводящее к ослаблению влияния квантоворазмерного эффекта Штарка за счет более сильной локализации носителей заряда. При этом, уменьшение количества состояний в активной области приводит к ухудшению лазерных параметров. Соответственно, выбор условий роста должен осуществляться с учетом режима работы гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке грантов БРФФИ и РФФИ (проекты №Ф14Р-074 и 14-02-9003214-Бел-а соответственно).

СТРУКТУРА И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ InSb, СФОРМИРОВАННЫМИ ВЫСОКОДОЗНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

Ф. Ф. Комаров, И. А. Романов, Л. А. Власукова, О. В. Мильчанин,
И. Н. Пархоменко

Белорусский государственный университет, Минск
E-mail: u235rv@gmail.com

В последние годы активно ведутся разработки структур на основе кремния со встроенными квантовыми точками полупроводников A^3B^5 , способных излучать свет в ближнем ИК диапазоне, что дает возможность использовать их в системах оптоволоконной связи. Одним из способов создания нанокластеров (НК) A^3B^5 в кремнии является высокодозная ионная имплантация в сочетании с термообработками. В работах [1-2] сообщается о низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) систем «Si + нанокристаллы A^3B^5 ». Природа люминесценции таких систем до конца не выяснена. Одни авторы связывают ФЛ с квантово-размерным эффектом в НК- A^3B^5 , другие – с присутствием атомов примеси или дефектов в кремниевой матрице.

Целью настоящей работы является формирование светоизлучающей структуры «НК InSb в кремнии» методом высокодозной ионной имплантации и термообработок и выяснение природы ФЛ.

Образцы монокристаллического Si кристаллографической ориентации (100) имплантировались последовательно ионами Sb^+ и In^+ с энергиями 350 кэВ и дозами $3,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при температуре 500°C. Повышенная температура имплантации использовалась для предотвращения аморфизации кремния. Пост-имплантационные отжиги проводились в печи сопротивления в атмосфере аргона при 1100°C в течение 30 минут. Дозы и энергии имплантации выбирались на основании моделирования (SRIM'2008) так, чтобы получить одинаковую концентрацию примесей III и V групп (5–6) ат.% на глубинах 120 – 150 нм в кремнии.

Структурно-фазовые превращения исследовались с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе Hitachi H-800 с ускоряющим напряжением 200 кэВ в геометрии «plan-view».

Химический и фазовый состав имплантированных образцов исследовался методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) на установке RAMANOR U-1000. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при температуре жидкого гелия. Для возбуждения ФЛ использовался аргоновый лазер ($\lambda = 514.5 \text{ нм}$).

Рис. 1 иллюстрирует структуру кремния, имплантированного Sb и In после термообработки. Данные ПЭМ и электронной дифракции не подтверждают аморфизации приповерхностного слоя кремния после горячей имплантации, хотя уровень повреждения имплантированных образцов является существенным. Кристаллический характер преципитатов подтверждается наличием муарового контраста (не приводится). Размер преципитатов колеблется от 2 до 50 нм.

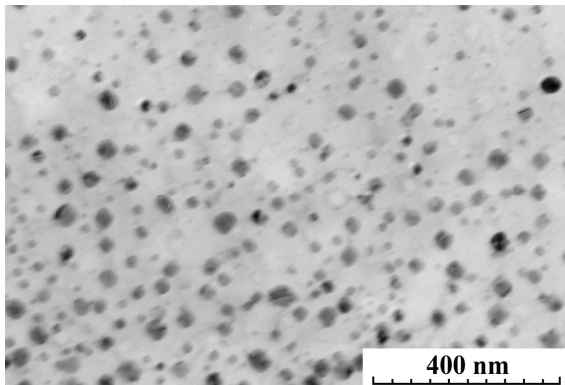


Рис. 1. Светлопольное ПЭМ изображение образца кремния после горячей имплантации Sb и In и отжига при 1100°C в течение 30 мин

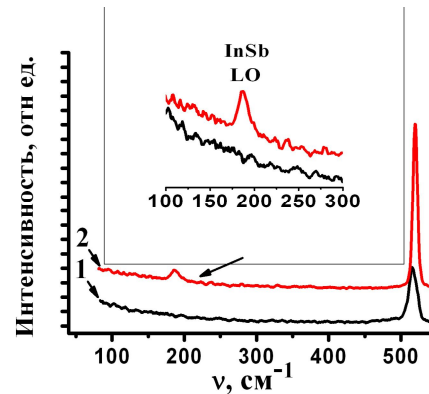


Рис. 2. Спектры КРС образца кремния после горячей имплантации Sb и In (кривая 1), и отжига при 1100°C в течение 30 мин. (кривая 2)

На рис. 2 показаны спектры КРС исходных и отожженных имплантированных образцов. В спектре исходного образца полоса с максимумом при 516 см^{-1} соответствует рассеянию на кристаллическом кремнии. Наличие этого пика в спектре подтверждает кристаллическое состояние кремниевой матрицы после высокодозной «горячей» имплантации. После отжига интенсивность «кремниевой» полосы возрастает, максимум сдвигается к 519 см^{-1} . На наш взгляд этот сдвиг указывает на существование механических деформаций внутри имплантированного слоя. Полоса малой интенсивности при 187 см^{-1} подтверждает наличие нанокристаллов InSb в отожженном образце. Эту полосу можно приписать LO-фононному рассеянию кристаллической фазы InSb [1, 2].

На рис. 3 показан спектр низкотемпературной ФЛ имплантированного и отожженного образца. Приведенный спектр ФЛ характеризуется наличием узкой линии экситонного излучения кремния при 1,09 эВ и широкой интенсивной полосы в интервале 0,75–1,05 эВ. Подобная полоса наблюдалась ранее в спектрах ФЛ нанокристаллов InAs и InSb, выращенных на пластинах Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии или синтезированных методом высокодозной ионной имплантации (In+As) и (In+Sb) в Si [1, 2]. Эта полоса приписывалась свечению НК InAs и InSb. Однако стоит отметить, что положение максимума данной полосы прак-

тически не зависит от размеров НК. Это является аргументом против квантово-размерной природы наблюдаемого свечения. На наш взгляд, основной вклад в люминесценцию в интервале 0,75–1,05 эВ вносит переход «зона проводимости-Si – акцептор-In», причем пик при 0,95 эВ соответствует переходу с излучением поперечного оптического фонона, а пик при 0,99 эВ – переходу с излучением поперечного акустического фонона [3].

В высокоэнергетической области спектра регистрируются узкие линии (показаны стрелками на вставке). Похожие узкие линии были обнаружены ранее в кристаллах кремния, легированных In и As и приписывались рекомбинации донорно-акцепторной пары носителей заряда между In-акцептором и As-донором [1].

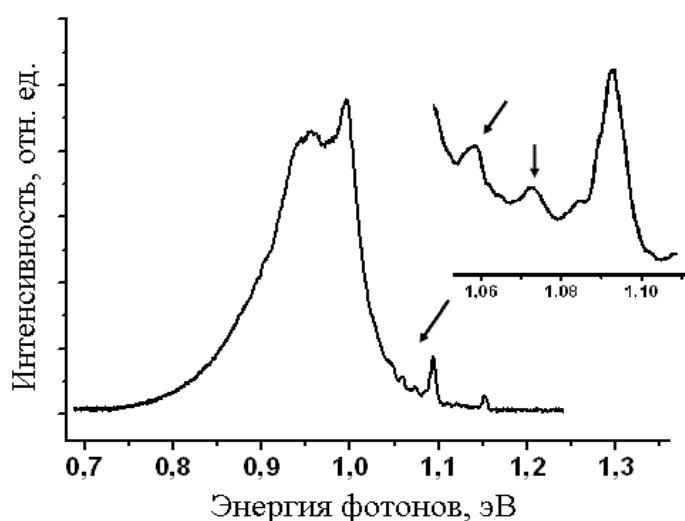


Рис.3. Снятый при 4,2 К спектр ФЛ образца кремния после горячей имплантации Sb и In и отжига при 1100°C в течение 30 мин

Таким образом, установлено, что высокодозная имплантация в кремний ионов Sb^+ и In^+ с энергиями 350 кэВ дозами $3,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ с последующим отжигом при 1100°C приводит к формированию нанокристаллов InSb в кремниевой матрице. Спектр ФЛ характеризуется наличием узкой линии экситонного излучения кремния при 1,09 эВ и широкой интенсивной полосы в интервале 0,75–1,05 эВ. Предположительно, полоса фотолюминесценции в интервале 0,75–1,05 эВ соответствует переходам «зона проводимости-Si – акцептор-In».

1. Komarov F., Vlasukova L., Milchanin O. // Acta Physica Polonica A. 2011. Vol. 120, № 1. P. 0–3.
2. Komarov F., Vlasukova L., Greben M. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2013. Vol. 307, P. 102-106.
3. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.

СЛУЧАЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН В СМЕСИ МИКРОПОРОШКОВ ZnSe И CdSe

М. С. Леоненя, В. Н. Павловский, Г. П. Яблонский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: max.leonenya@gmail.com

Случайная генерация лазерного излучения в разупорядоченных активных средах достигается за счет создания случайным образом обратной связи для стимулированного излучения при многократном рассеянии света [1]. Такие лазеры могут найти свое применение в системах визуализации изображения, освещения, обработки и передачи информации, обнаружения «свой-чужой» [2]. Несмотря на наличие в литературе результатов по получению случайной генерации в широком диапазоне длин волн от УФ до ИК-области спектра [1-3], сведения о случайной генерации одновременно на нескольких длинах волн в различных спектральных областях отсутствуют. В настоящей работе представлены результаты получения случайной генерации лазерного излучения одновременно на двух длинах волн в смеси порошков ZnSe и CdSe.

Порошки преднамеренно нелегированных полупроводников ZnSe и CdSe с преобладающим размером кристаллитов менее 1 мкм были смешаны в соотношении 1:1. Смесь и отдельно порошки ZnSe и CdSe были нанесены на поверхности кварцевых пластинок. Возбуждение люминесценции и генерации осуществлялось десяти-наносекундным излучением второй гармоники перестраиваемого Ti:Al₂O₃-лазера на длине волны 390 нм при комнатной температуре.

Случайная генерация лазерного излучения в порошке ZnSe достигнута при уровне возбуждения 0.5 МВт/см², что проявилось в сужении спектра излучения и появлении в нем лазерных мод (рис. 1, а). Излучение порошка CdSe имеет на порядок более слабую интенсивность, чем излучение порошка ZnSe (рис. 1, б). Случайная генерация в порошке CdSe была получена при более высокой пороговой интенсивности накачки в 1 МВт/см². Столь высокий порог генерации излучения в порошке CdSe вызван низкой эффективностью преобразования энергии накачки на 390 нм в излучение красной спектральной области. В спектре люминесценции смеси порошков ZnSe и CdSe присутствуют две полосы вблизи 470 нм и 735 нм при уровне возбуждения 0.4 МВт/см² (рис. 1, в.). Отношение интенсивностей полос около 470 нм и 735 нм в спектре люминесценции смеси идентично отношению интенсивностей излучения отдельно порошков ZnSe и CdSe (рис. 1). Таким образом, за счет эффективного рассеяния возбуждающее излучение проникает вглубь смеси и поглоща-

ется кристаллитами как ZnSe, так и CdSe, и лишь малая часть излучения ZnSe поглощается микрочастицами CdSe.

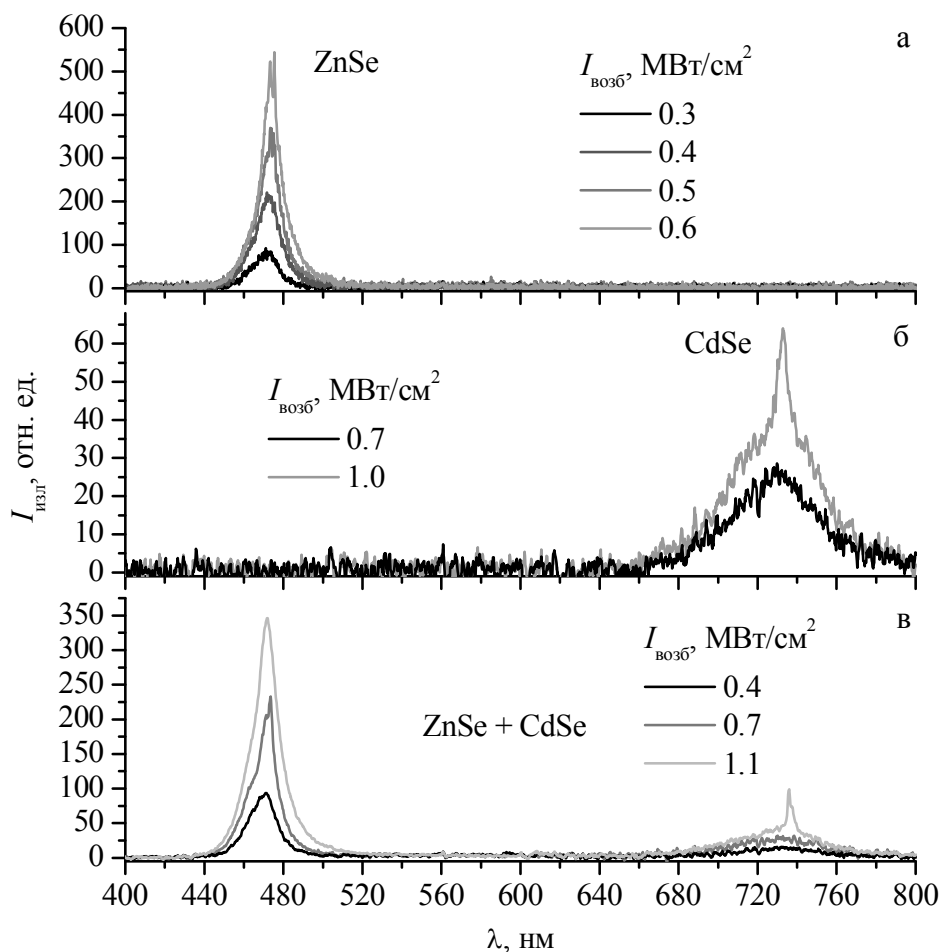


Рис. 1. Спектры излучения порошков ZnSe (а) и CdSe (б) и их смеси (в) при комнатной температуре и возбуждении одиночными импульсами излучения на длине волны 390 нм

Повышение уровня накачки до 0.7 МВт/см^2 приводит к генерации излучения вблизи 473 нм в смеси порошков (рис. 1, в). При интенсивности возбуждения 1.1 МВт/см^2 достигнута случайная генерация излучения одновременно на двух длинах волн в синей (473 нм) и красной (735 нм) областях спектра в смеси порошков ZnSe и CdSe, что проявилось в сужении полос излучения и появлении в их максимумах модовой структуры (рис. 1, в). Полученный результат свидетельствует о возможности создания лазеров с генерацией «белого» излучения одновременно на наборе длин волн в видимой области спектра.

Данная работа выполнена в рамках проекта БРФФИ № Ф13А3-020.

1. Cao H. // Waves in Random Media. 2003. Vol.13. P. 1–39.
2. Wiersma, D. S. // Nature physics. 2008. Vol. 4. P. 359–367.
3. Леоненя М. С., Луценко Е. В., Павловский В. Н. и др. // ЖПС. 2015. Т. 82. С. 57–62.

ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУР A^2B^6 С ОДНОЙ ВСТАВКОЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $Cd(Zn)Se/ZnSe$ В РАСШИРЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

А. Г. Войнилович¹, В. Н. Павловский¹, Е. В. Луценко¹, Г. П. Яблонский¹,
С. В. Сорокин², И. В. Седова², С. В. Гронин²,
Г. В. Клишко², С. В. Иванов²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург,
Россия

E-mail: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by

Значительные достижения в технологии эпитаксиального роста гетероструктур с квантовыми ямами InGaN привели к промышленному выпуску зеленых лазерных диодов на их основе. Однако увеличение длины волны излучения InGaN лазерных диодов ($\lambda > 540$ нм) приводит к резкому уменьшению их эффективности и надежности. В то же время оптически накачиваемые гетероструктуры A^2B^6 с квантовыми точками $Cd(Zn)Se$, выращенные на подложках GaAs, позволяют получить эффективное лазерное излучение не только в зеленом, но также и в желто-зеленом спектральном диапазоне [1]. На их основе созданы миниатюрные лазерные конвертеры, излучающих в спектральном диапазоне 500–560 нм. В таких микрочип-лазерах для оптической накачки A^2B^6 лазера используется сфокусированное микролинзой излучение фиолетового-синего (400–450 нм) InGaN лазерного диода, при этом все устройство размещается в корпусе лазерного диода [2].

Высокая выходная мощность, сравнительно низкий квантовый дефект и низкая стоимость обуславливают выбор синих InGaN лазерных диодов ($\lambda \sim 445$ нм), выпускаемых для DLP проекторов, как наиболее перспективных источников для оптической накачки A^2B^6 лазеров. В настоящей работе исследованы лазерные характеристики гетероструктур A^2B^6 с одной вставкой квантовых точек $Cd(Zn)Se/ZnSe$ в модифицированном варизонном оптическом волноводе. Для эффективного поглощения излучения накачки с длиной волны 445 нм толщина волновода была увеличена вдвое за счет двукратного увеличения числа периодов переменнотензионных короткопериодных сверхрешеток $ZnMgSSe/ZnSe$ и $ZnSSe/ZnSe$. При этом также выполнялись условия компенсации упругих напряжений в гетероструктуре. В качестве реперной использовалась структура с нерасширенным волноводом и близкой длиной волны излучения.

В исследуемых гетероструктурах при комнатной температуре была получена генерация лазерного излучения в зеленом диапазоне спектра 520–530 нм на сколотых резонаторах различной длины и определены внутренние лазерные характеристики при оптической накачке ультрафиолетовым излучением ($\lambda = 337.1$ нм) импульсного азотного лазера ($\tau_{\text{имп}} = 8$ нс, $\nu = 700$ Гц). Экспериментальные значения пороговой мощности накачки в зависимости от длины резонатора для сравниваемых структур представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, структура с расширенным волноводом имеет более высокие значения пороговой мощности накачки и примерно вдвое большее значение оптимальной длины резонатора. Такое поведение может быть объяснено уменьшением фактора оптического ограничения в структуре с расширенным волноводом, что приводит к росту порога просветления и уменьшению характеристического усиления.

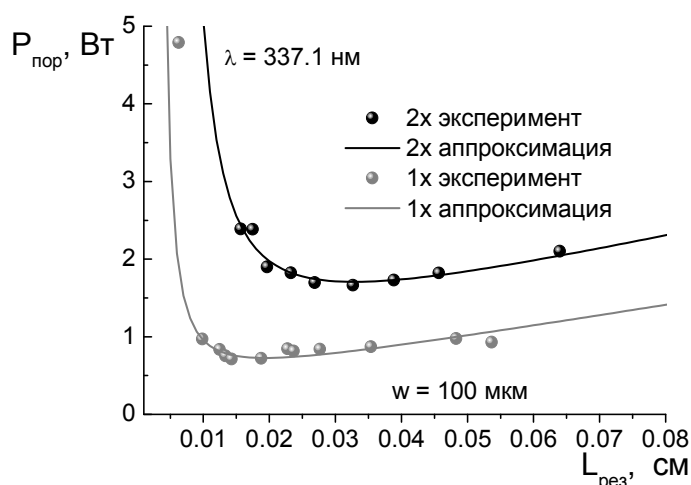


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора для гетероструктуры с обычным (1x) и расширенным (2x) оптическим волноводом. Кружки – эксперимент, линии – аппроксимация

Однако при переходе на оптическую накачку излучением InGaN лазерного диода с длиной волны $\lambda = 443$ нм полученные значения минимальных пороговых мощностей накачки для обеих структур практически равны (~ 0.4 Вт). Это свидетельствует о неэффективном поглощении излучения накачки в структурах с обычным дизайном волновода и о возможности улучшения эффективности работы лазерных конверторов за счет оптимизации толщины волновода с учетом конкретной длины волны накачки.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Электроника и фотоника 1.2.06».

1. Войнилович А. Г. и др. Полупроводниковые лазеры и системы: Матер. 10-го Бел.-Рос. семинара. Мн.: Институт физики НАН Беларуси, 2015. С. 111–114.
2. Луценко Е. В. и др. Квантовая Электроника. 2013. Т. 43, № 5, С. 418–422.

МОЩНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ InGaAs/GaAs/InGaP-ЛАЗЕРОВ С ВЫТЕКАЮЩЕЙ МОДОЙ

А. А. Афоненко¹, Д. В. Ушаков¹, С. М. Некоркин², Б. Н. Звонков²,
Н. В. Байдусь², Н. В. Дикарева²

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

² Научно-исследовательский физико-технический институт

Нижегородского государственного университета

им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: afonenko@bsu.by

Полупроводниковые лазеры со значительным вытеканием излучения через подложку – одни из перспективных источников когерентного излучения повышенной мощности [1], но пороговый ток таких лазеров увеличен за счет больших потерь на вытекание в подложку. В связи с этим, с целью увеличения коэффициента усиления, необходимо в активную область лазера встраивать большое количество квантовых ям [2], однако вопрос об оптимальном количестве квантовых ям остается открытым из-за влияния на параметры выходного излучения лазеров различных факторов.

В настоящей работе проанализированы мощностные характеристики лазеров с 4, 6, 8 и 10 квантовыми ямами в активной области. Расчет производился на основе диффузионно-дрейфовой модели активной области с учетом процессов захвата неравновесных носителей в квантовые ямы и поглощения свободными носителями. Распределение оптической мощности внутри резонатора считалось в приближении экспоненциальных волн, отражающихся на гранях резонатора с коэффициентами $r_1 = 0.03$, $r_2 = 0.98$. Плотность фотонов в вытекающей моде считалась как

$$S_{\text{leak}} = S \frac{\rho_{\text{leak}}}{\rho_{\text{ext}} + \rho_{\text{sub}}}, \quad (1)$$

где S – двумерная плотность фотонов внутри волновода, ρ_{leak} – коэффициент потерь вытекающей моды, $\rho_{\text{ext}} = -\ln(r_1 r_2) / 2L$ – коэффициент внешних потерь лазерного резонатора, ρ_{sub} – коэффициент поглощения вытекающей моды в подложке, L – длина резонатора ($L = 1$ мм).

С одной стороны, как видно из рис. 1, при прохождении тока через структуру реализуется неоднородное возбуждение квантовых ям (большее со стороны p -эмиттера) из-за чего добавление каждой новой квантовой ямы дает все меньший и меньший вклад в результирующее усиление, но увеличивает пороговый ток [3]. С другой стороны наличие значительных потерь вытекающей моды приводит к высокому уровню возбужде-

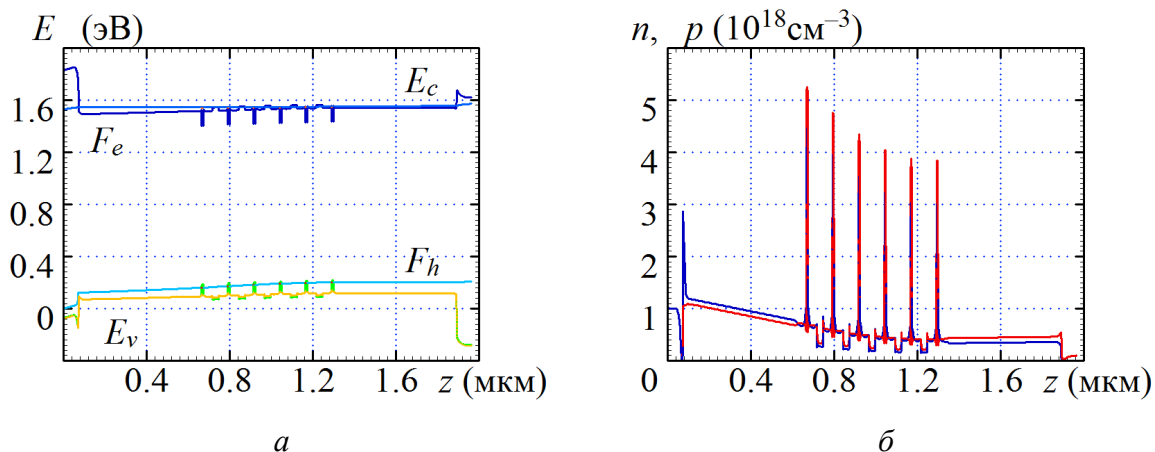


Рис. 1. Зонная диаграмма (а) и распределение концентрации носителей (б) в структуре с 6 квантовыми ямами при лазерной генерации при токе накачки 100 А

ния структуры в целом, большой заселенности волноводного слоя ($\sim 5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$) и вносимым тем самым дополнительным потерям поглощения свободными носителями. При этом населенность волноводного слоя уменьшается при увеличении числа квантовых ям.

При увеличении числа квантовых ям с 4 до 10 оптимальный коэффициент потерь вытекающей моды увеличивается от 35 до 100cm^{-1} (рис. 2). Увеличение рабочей температуры с 300 до 400 К смещает интервал оптимальных значений в область от 15 до 80cm^{-1} . Величину коэффициента ρ_{leak} можно регулировать толщиной обкладочного слоя (рис. 3).

Расчет мощностных характеристик лазеров проводился в динамическом режиме при неизменной температуре при подаче пилообразного тока (рис. 4) [4]. Видно, что увеличение числа квантовых ям с 4 до 6 дает значительный выигрыш в мощности и снижении внутренних потерь. Сечения поглощения на электронах и дырках считались равными $7 \cdot 10^{-18}$ и $1.3 \cdot 10^{-17}\text{cm}^2$ соответственно. Характеристики для 8 и 10 квантовых ям

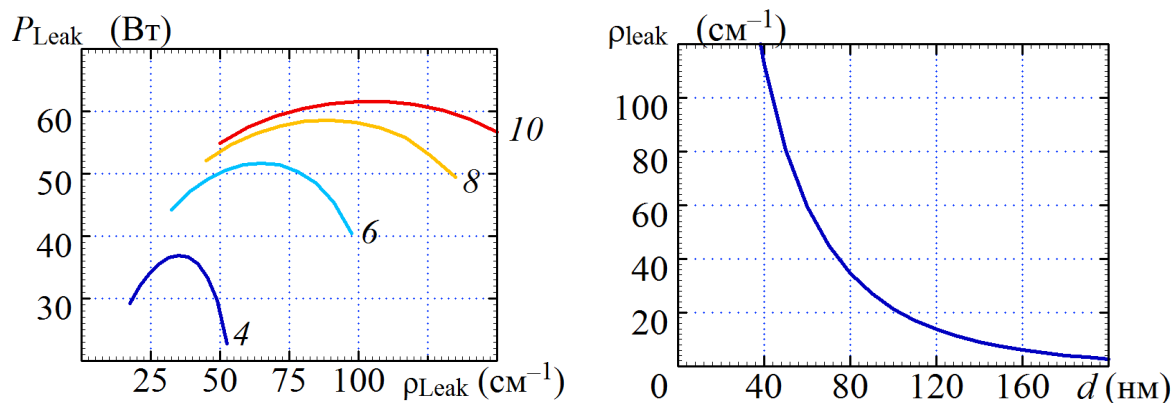


Рис. 2. Зависимость мощности вытекающей моды в структурах с разным количеством квантовых ям при токе 100 А

Рис. 3. Зависимость коэффициента потерь вытекающей моды от толщины обкладочного InGaP-слоя

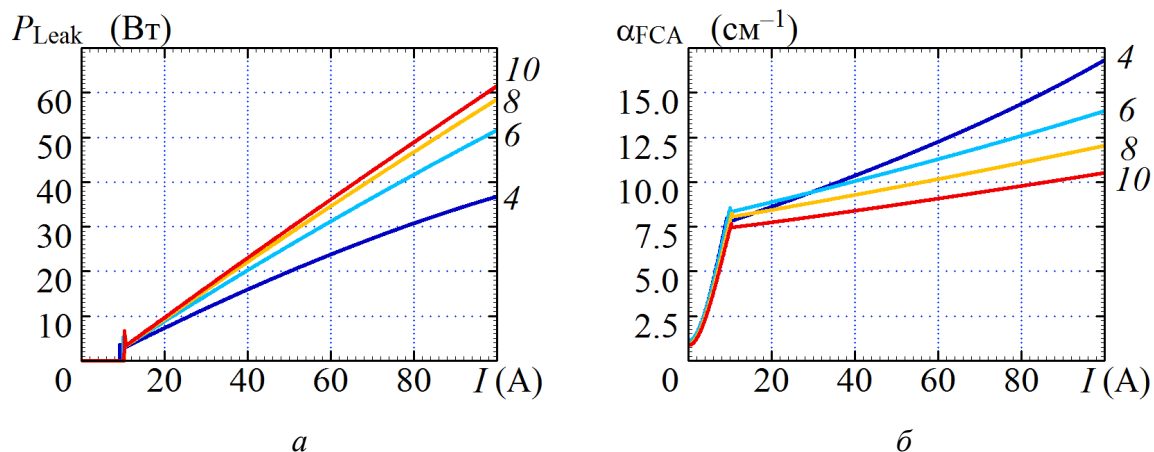


Рис. 4. Ватт-амперные характеристики лазеров с вытекающей модой (а) и токовая зависимость коэффициента поглощения свободными носителями (б) в структурах с разным количеством квантовых ям при оптимальных коэффициентах потерь вытекающей моды

очень близки. Следует отметить, что не учитываемое в представленных выше результатах увеличение температуры активной области за время действия импульса тока накачки, а также неравномерное распределение оптической мощности вдоль резонатора должно увеличивать внутренние потери и снижать выходную мощность.

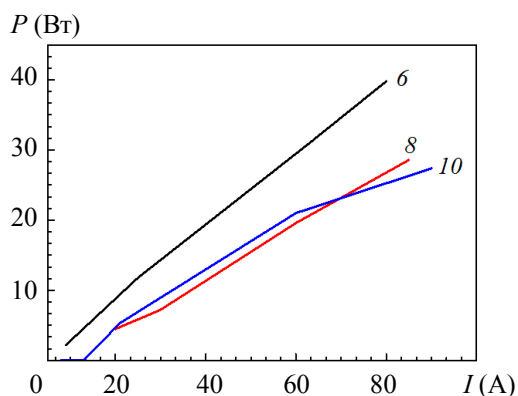


Рис. 5. Экспериментальные ВтАХ лазеров с вытекающей модой с разным числом квантовых ям в активной среде. Накачка одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс

Экспериментальные данные показывают уменьшение мощности генерации при увеличении числа квантовых ям больше 6 (рис. 5). Отличие экспериментальных и теоретических результатов в рамках использованной приближенной модели дополнительно к указанным выше причинам также может быть связано с неоптимальными потерями вытекающей моды и ухудшением качества структуры из-за увеличения числа выращиваемых полупроводниковых слоев.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 14-02-31287 мол_а.

1. Некоркин С. М., Звонков Б. Н., Колесников М. Н., и др. // Вестник ННГУ. 2012. Т. 1, вып. 1. С. 30–32.
2. Бирюков А. А., Некоркин С. М., Колесников М. Н., и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. №7. С. 149.
3. Ушаков Д. В., Афоненко А. А., Алешкин В. Я. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 11. С. 999–1002.
4. Афоненко А. А., Ушаков Д. В. // ФТП. 2014. Т. 48, № 1. С. 88–93.

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В РЕЖИМЕ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

А. А. Афоненко¹, Е. С. Дорогуш, С. А. Малышев², А. Л. Чиж²

¹Белорусский государственный университет, Минск

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: afonenko@bsu.by, chizh@ieee.org

Теоретические и экспериментальные исследования продемонстрировали ряд преимуществ использования режима внешней оптической синхронизации лазерного диода в волоконно-оптических системах связи, такие как увеличение предельной частоты прямой модуляции и уменьшение шума интенсивности [1]. Под внешней оптической синхронизацией понимается инжекция излучения задающего лазера в резонатор ведомого лазера, при которой ведомый лазер начинает генерировать излучение на частоте задающего лазера. При прямой токовой модуляции лазерных диодов одновременно с амплитудной модуляцией происходит фазовая модуляция выходного излучения, что в ряде приложений является нежелательным фактором.

В работе проанализированы фазово-частотные характеристики четырех типов лазерных диодов: с распределенной обратной связью за счет показателя преломления (DFB) и поглощения (DFB-A), с резонатором Фабри–Перо, образованным зеркалами за счет френелевского отражения на границе полупроводник–воздух (FP) и высокоотражающими и просветляющими покрытиями на торцевых гранях (FP HR/AR). Расчеты выполнены на основе системы связанных укороченных уравнений для полупроводниковых инжекционных лазеров, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей в активной области [2]. В расчетах анализировались структуры с длиной резонатора 300 мкм, шириной активной области – 2.5 мкм. Пороговый ток всех структур составлял около 6 мА, длина волны генерации – 1550 нм.

В расчетах считалось, что модуляция тока инжекции происходит в режиме малого сигнала:

$$I(t) = I_0 + I_m e^{i\Omega t} + I_m^* e^{-i\Omega t}, \quad (1)$$

а амплитуда выходного излучения имеет вид

$$A(t) = A_0 \left(1 + (a_m e^{i\Omega t} + a_m^* e^{-i\Omega t}) \right) \exp \left(i \left(\varphi_m e^{i\Omega t} + \varphi_m^* e^{-i\Omega t} \right) \right), \quad (2)$$

где A_0 – стационарная амплитуда излучения, I_m , a_m и φ_m – модуляционные составляющие тока инжекции, амплитуды и фазы излучения, Ω – частота модуляции.

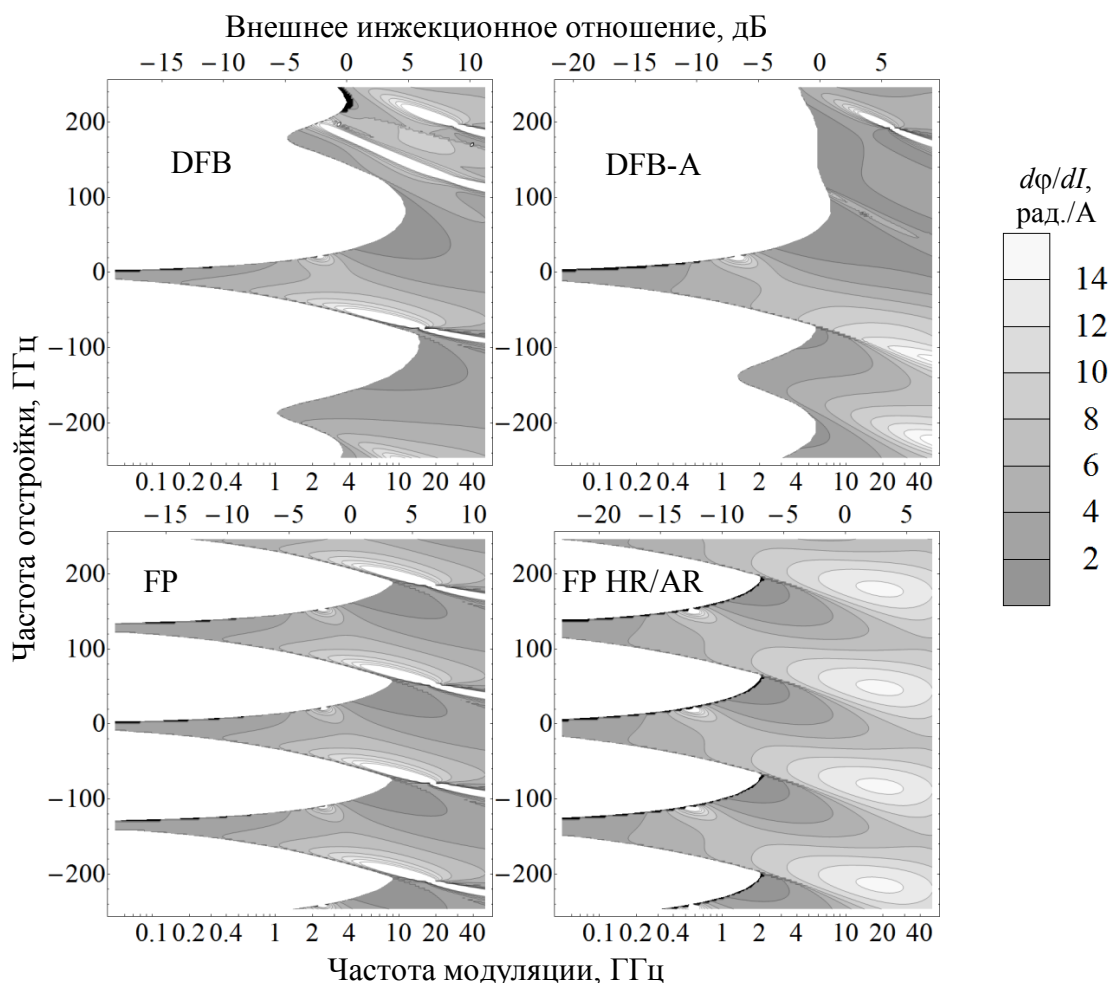


Рис. 1. Эффективность фазовой модуляции лазерного диода $d\varphi/dI = |\varphi_m/I_m|$ на частоте 25 ГГц при токе накачки 20 мА в режиме внешней оптической синхронизации с различными мощностями и частотами отстройки инжектируемого излучения

Расчеты показали, что большие (>100 рад./А) коэффициенты фазовой модуляции реализуются при мощностях внешнего синхронизирующего лазерного излучения, не превышающих мощность полной синхронизации, когда модуляционные характеристики имеют резонансный вид (рис. 1). В режиме сильной оптической инжекции эффективность фазовой модуляции не высока, например, на частоте модуляции 25 ГГц составляет около 10 рад./А для всех структур. Частоты обстройки синхронизирующего излучения, соответствующие максимальным эффективностям амплитудной и фазовой модуляции не совпадают.

1. Lau E. K., Wong L. J., Wu M. C. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 15, 3, 618 (2009).
2. Афоненко А. А., Мальшев С. А., Чиж А. Л. // Сб. статей 9-го Белорусско-российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, 28–31 мая 2013). Минск, 2013. С. 77–80.

НЕРЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ПОЛОСЫ ПРЯМОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ ОПТИЧЕСКОЙ ИНЖЕКЦИИ

Е. С. Дорогуш, А. А. Афоненко

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: dorogushelena@gmail.com

Разработка и поиск методов увеличения полосы прямой модуляции, улучшения эффективности модуляции на высоких частотах – востребованные и актуальные задачи. Метод оптической инжекции позволяет увеличить резонансную частоту [1]. Путем изменения положения резонансного отклика на частотной оси возможно увеличение полосы прямой токовой модуляции [2] и получение эффективной модуляции в полосе частот [3]. Недостатком метода является увеличение уровня шума на резонансной частоте. Целью работы является исследование метода оптической инжекции полупроводникового лазера с резонатором Фабри-Перо в нерезонансной области синхронизации как способа повышения эффективности прямой токовой модуляции в пределах 60 ГГц. Численный анализ модуляционных процессов основан на системе связанных укороченных уравнений, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей заряда в активной области [4].

Особенностью резонатора Фабри-Перо является наличие эквидистантных мод, из-за чего при высоких мощностях инжекции области синхронизации близлежащих мод перекрываются, заполняя все пространство частот. В этом случае условия синхронизации наблюдаются при любой величине частотной отстройки инжектируемого излучения.

Анализ структур с различными коэффициентами отражения зеркал резонатора показал, что наибольшая эффективность модуляции достигается структурах с высокоотражающим покрытием на грани, противоположной грани, через которую осуществляется оптическая инжекция. Как видно из рис. 1, эффективность модуляции растет с увеличением мощности инжекции (рис. 1, *а*), а относительный уровень шума падает (рис. 1, *б*). Такое поведение модуляционных кривых можно объяснить следующим образом. В режиме синхронизации коэффициент усиления в активной области резонатора становится ниже порогового и собственные моды резонатора подавлены [3]. Лазер при этом работает в допороговом режиме, усиливая внешнее излучение. Модуляционная составляющая коэффициента усиления определяется переменной составляющей концентрации неравновесных носителей заряда, эффективное время жизни τ_{eff} которых уменьшается с ростом плотности фотонов в резонаторе S :

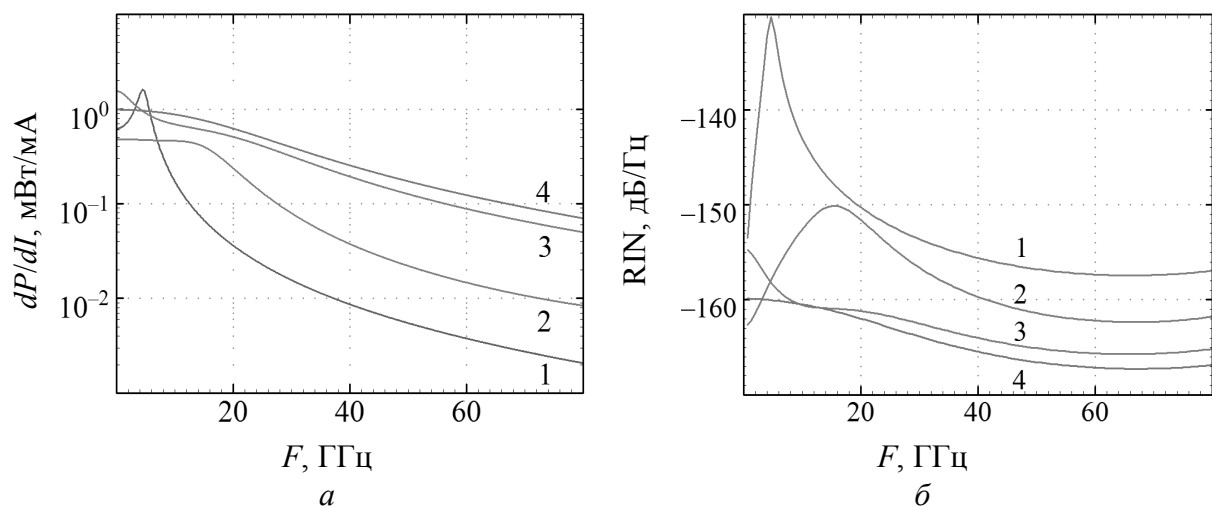


Рис. 1. Эффективность модуляции (а) и относительная интенсивность шума (б) в зависимости от частоты

Длина резонатора 300 мкм; ток накачки 10 мА; мощность инжекции 0 мВт (кривая 1), 5 мВт (кривая 2), 15 мВт (кривая 3), 30 мВт (кривая 4)

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau} + v_g g S, \quad (1)$$

где τ – время жизни неравновесных носителей заряда; v_g – групповая скорость света в волноводной части лазерной структуры; g – коэффициент дифференциального усиления. Уменьшение эффективного времени жизни приводит к увеличению граничной частоты модуляции $f_{\text{гр}} = 1/\tau_{\text{eff}}$.

Таким образом, использование режима сильной оптической инжекции (мощность инжекции 30 мВт) в лазере с резонатором Фабри-Перо с оптимизированными зеркалами позволяет повысить эффективность модуляции до 0.1 Вт/А на частоте 60 ГГц. При этом, из-за отсутствия резонансов относительная интенсивность шума не превышает –165 дБ/Гц, а полоса модуляции увеличивается с 8 ГГц (в режиме свободной генерации) до 25 ГГц.

1. Qi X.-Q., Liu J.-M. // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 2011. Vol. 17, № 5. P. 1198–1211.
2. Lau E. K., Zhao X., Sung H.-K., et. al. // Optics Express. 2008. Vol. 16, № 9. P. 6609–6618.
3. Дорогуш Е. С. Афоненко А. А. // Сб. ст. 10-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» 26–29 мая 2015 г. Минск, 2015. С. 49–51.
4. Афоненко А. А., Панфиленок Е. С., Малышев С. А., Чиж А. Л. // Сб. ст. 8-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» 17–20 мая 2011 г. Минск, 2011. С. 87–90.

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ТРЕХ КВАНТОВЫХ ЯМ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ МОЛЕВОГО СОСТАВА КОЛЛЕКТОРНОГО БАРЬЕРА

Д. В. Ушаков¹, Ю. Г. Садофьев²

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

E-mail: ushakovdv@bsu.by

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона с активной областью из 3 квантовыми ямами (КЯ) реализованы в настоящее время на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» [1–4]. Исследуемый в работе дизайн структур соответствовал ККЛ на основе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ с 3 КЯ, описанному в работе [1]. Рассчитанная структура показана на рисунке 1. Толщины слоев структуры, выраженные в монослоях, слева направо, начиная с коллекторного барьера, имеют следующие значения: 15/57/17/34/7/26. Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным. Подчеркнутые слои легированы примесями Si со слоевой концентрацией $3.06 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Толщины слоев ККЛ кратны толщине монослоя GaAs (0.2825 нм), что обеспечивает лучшее качество гетерограниц, высокую скорость роста структур и более высокие ожидаемые рабочие температуры [5].

Инверсия населенности достигалась за счет туннелирования электронов из инжектора (уровень 4) на верхний рабочий уровень 3 и опустошения нижних рабочих уровней 1 и 2 за счет резонансного

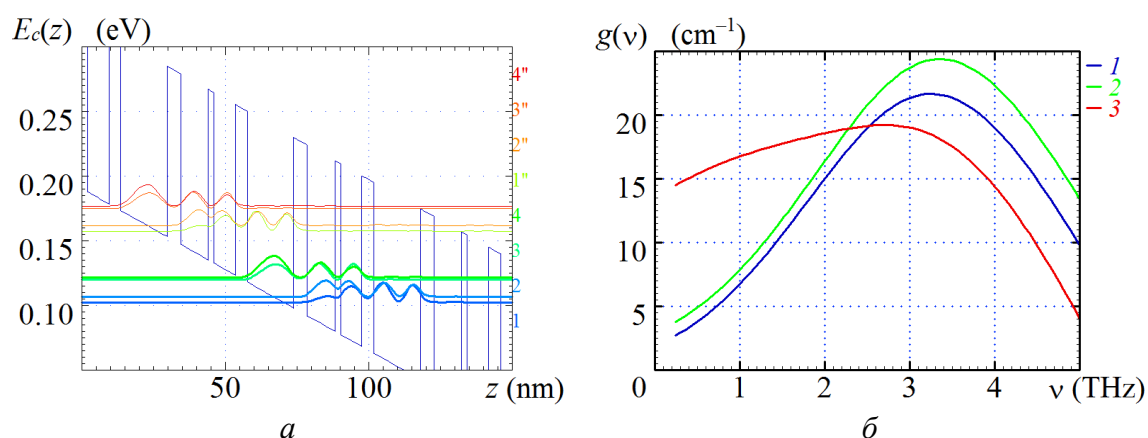


Рис. 1. *а* – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E=12.5 \cdot \text{кВ/см}$ и
б – спектры усиления при $E= 12.0(1), 12.5(2), 13.0 \text{ кВ/см} (3)$

рассеяния с испусканием оптических фононов. Основные излучательные переходы осуществляются между уровнями 4–2 ($h\nu = 15.2$ мэВ, $\nu = 3.7$ ТГц, $z_{nm} = 3.13$ нм) и 3–2 ($h\nu = 13.2$ мэВ, $\nu = 3.2$ ТГц, $z_{nm} = 4.91$ нм). В результате коэффициент усиления имеет максимум на частоте ~ 3.4 ТГц, при этом происходит резонансное испускание оптического фонона – переход $(1', N-1) \rightarrow (4, N)$ с нижнего уровня в каскаде с номером $N-1$ на верхний уровень каскада с номером N , а также эквивалентный переход $(1, N) \rightarrow (4, N+1)$. При возрастании электрического поля происходит уменьшение коэффициента усиления из-за того, что опустошение уровня 1 или $1'$ происходит не так эффективно, т.к. энергия перехода $(1', N-1) \rightarrow (4, N)$ растет.

В работе [7] для ККЛ на 2 КЯ предложены пути продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона за счет введения в структуру широкой КЯ $\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ узкой КЯ из GaAs, а также увеличение высоты коллекторного барьера (увеличение содержания алюминия).

Представляется интересным проведение численных расчетов ККЛ с 3 КЯ для различного молевого состава ($x=0.2, 0.1, 0.05, 0$) коллекторного барьера (толщина 15 монослоев = 4.2 нм) перед широкой КЯ. В таблице 1 представлены рассчитанные данные для напряженности электрического поля E , частоты максимума коэффициента усиления ν , энергии основных переходов E_{ij} , матричных элементов дипольных элементов Z_{ij} , силы осциллятора f_{ij} , а также разности населенностей для основных переходов Δn_{ij} .

Таблица 1

Параметры ККЛ на 3 КЯ при изменении молевого состава
коллекторного барьера

x	E (кВ/см)	ν (ТГц)	E_{32} (мэВ)	$E_{1'3}$ (мэВ)	$E_{2'3}$ (мэВ)	Z_{32} (\AA)	f_{32}	Δn_{32} 10^9 см^{-2}	E_{42} (мэВ)	$E_{1'4}$ (мэВ)	$E_{2'4}$ (мэВ)	Z_{42} (\AA)	f_{42}	Δn_{42} 10^9 см^{-2}
0.0	11.6	2.1	8.9	19.6	42.1	62	0.51	13.6	10.4	18.1	40.6	63	0.67	9.7
0.05	11.5	2.6	10.0	29.6	40.5	61	0.58	12.7	11.8	27.8	38.7	52	0.52	11.8
0.1	12.0	3.5	11.6	34.9	41.1	52	0.51	11.0	13.5	33.0	39.2	40	0.35	12.2
0.1	12.5	3.8	12.5	36.1	42.5	59	0.74	7.5	14.8	33.8	40.4	25	0.14	13.7
0.15	12.5	3.4	13.2	37.7	42.0	49	0.51	19.6	15.2	35.7	40.0	31	0.24	12.8
0.2	12.5	3.4	13.3	38.4	41.7	45	0.49	17.4	15.3	37.4	39.6	22	0.12	16.4

Как видно из таблицы 1, при уменьшении молевого состава коллекторного барьера частота максимума спектра усиления ведет себя неоднозначно и может меняться скачкообразно сначала увеличивается

при $x = 0.1$ до 3.5 ТГц, а затем резко уменьшается до 2.1 ТГц при $x = 0$. Причиной начального увеличения частоты является нарушение условия «резонансного испускания оптического фонона» для нижележащего уровня 3, по сравнению с уровнем 4. Уровень 1' перестает работать ($E_{1'3} < h\nu_{\text{oph}}$, $E_{1'4} < h\nu_{\text{oph}}$) и увеличивается скорость безызлучательного ухода носителей с уровня 2' на уровень 4. При дальнейшем уменьшении содержания алюминия ($x < 0.1$), волновые функции 3 и 4 уровней начинают «чувствовать» барьер, т.к. его высота становится сравнима со значения энергий E_4 и E_3 . Как видно из рисунка 2 при $x = 0$, уровни опускаются из-за исчезновения коллекторного барьера и слияния его с 2 соседними КЯ в одну более широкую. При этом частота генерации падает, а структура с 3КЯ преобразуется в ККЛ с 2КЯ (рис. 2).

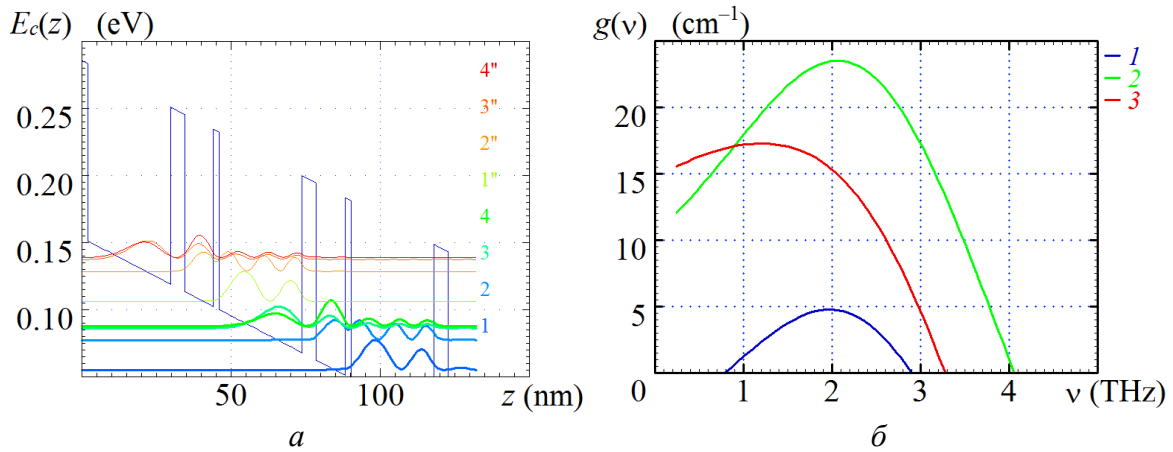


Рис. 2. а – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E = 11.6$ кВ/см и б – спектры усиления при $E = 11.3(1)$, $11.6(2)$, 12.0 кВ/см (3)

1. Luo H., Laframboise S. R., Wasilewski Z. R. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 041112(1-3).
2. Belkin M.A., Fan J.A., Hormoz S. et al. // Opt. Exp. 2008. Vol. 16. P. 3242–3248.
3. Kumar S., Hu Q., Reno J. L. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 131105-1–131105-3.
4. Fatholouloumi S., Dupont E., Chan C. W. I. et al. // Optics Express. 2012. Vol. 20. P. 3866–3876.
5. Садофьев, Ю. Г. // Мат. XV Междунар. Симпозиума "Нанопизика и Нанозлектроника". Т. 1. Нижний Новгород, 2011. С. 244–245.
6. Van de Walle C. G. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 1871–1883.
7. Ушаков Д. В., Садофьев Ю. Г., Samal N. // ФТП. 2012. Т. 46. С. 1430–1434.

СХЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОМБИНИРОВАННОЙ ВНЕШНЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ

Е. Д. Карих

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: karikh@bsu.by

В зависимости от поляризации отраженного излучения внешняя оптическая обратная связь (ООС) в лазере может быть когерентной, некогерентной и комбинированной. Как правило, уединенный инжекционный лазер генерирует волну с ТЕ-поляризацией. С ней связана когерентная часть ООС, определяющая эффекты самосмещения в лазере. Некогерентная часть связана с наличием в оптическом эхо-сигнале компоненты с ТМ-поляризацией. Последняя оказывает на ТЕ-моду опосредованное влияние через взаимодействие с электронной подсистемой лазера.

Рассмотрены схемы с зеркально и диффузно отражающими объектами и различными поляризационными элементами (поляризатором, четверть-волновой пластинкой, ячейкой Фарадея) во внешней части резонатора. Во всех случаях предполагалось, что расстояние до внешнего объекта меньше длины когерентности излучения, а поляризация волны, генерируемой лазером, неизменна. Проанализирована доля каждой составляющей при разных способах формирования оптического эхо-сигнала.

Асимптотическая модель многомодового лазера, предложенная в работе [1], обобщена на случай комбинированной внешней ООС. Модель позволяет анализировать влияние уровня возбуждения, собственных параметров лазера, характера и величины ООС на спектр излучения лазера. Показано, что негладкая форма огибающей спектра при наличии когерентной составляющей ООС – результат различного фазового набегу для мод с разными продольными индексами во внешней части резонатора. Уровень некогерентной составляющей ООС на характер спектра при этом практически не влияет.

Отмечено, что вид спектра определяет автокорреляционные свойства излучения [2]. От последних, в свою очередь, зависят основные характеристики лазерных интерференционных датчиков скорости и смещения, принцип действия которых основан на эффекте самосмещения. Особое значение эта связь имеет при работе лазера с небольшим превышением порога, где отклик лазера на оптический эхо-сигнал обычно максимален [3], а спектр генерации многомодовый.

1. Карих Е. Д. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2012. № 3. С. 7–11.
2. Карих Е. Д. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2011. № 2. С. 45–49.
3. Карих Е. Д. // Электроника. Инфо. 2011. № 3(78). С. 69–72.

СОБСТВЕННАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФОНОНАМИ В ДВУХПОДЗОННОЙ СИСТЕМЕ

А. Н. Дрозд

Белорусский государственный университет, Минск,

E-mail: drozdan@bsu.by

Процессы релаксации носителей заряда являются важным фактором, ограничивающим эффективность мощных полупроводниковых лазеров. Основным механизмом релаксации в квантовокаскадных лазерах является рассеяние электронов на полярных оптических фононах. Таким образом, детальный учет электрон-фононного взаимодействия имеет важное фундаментальное и практическое значение. В настоящей работе данная проблема исследовалась методом двухвременных температурных функций Грина [1]. В результате получена неприводимая собственная энергия (массовый оператор), дающая поправку второго порядка по электрон-фононному взаимодействию к энергии свободных электронов.

Рассматривался Гамильтониан вида $H = H_0 + V$, где

$$\begin{aligned} H_0 &= \sum_q \alpha_q a_q^\dagger a_q + \sum_q \beta_q b_q^\dagger b_q + \sum_q \hbar \omega_q c_q^\dagger c_q, \\ V &= \sum_{q,k} M_q (c_q + c_{-q}^\dagger) (a_{k+q}^\dagger a_k + b_{k+q}^\dagger a_k + a_{k+q}^\dagger b_k + b_{k+q}^\dagger b_k). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь α_q (β_q) – энергия электрона в микросостоянии q в верхней (нижней) подзоне квантовой ямы, $\hbar \omega_q$ – энергия фонона, M_q – энергия электрон-фононного взаимодействия; a_q^\dagger (a_q) и b_q^\dagger (b_q) – полевые операторы рождения (уничтожения) одночастичного состояния q в верхней и нижней подзонах соответственно; c_q^\dagger, c_q – операторы фононного поля.

Бесконечная цепочка уравнений для матричной одноэлектронной функции Грина (G) конструировалась по методу Церковникова [2] и расплывалась на втором шаге. В результате

$$G(E) = \begin{pmatrix} \langle\langle a_k | a_k^\dagger \rangle\rangle & \langle\langle a_k | b_k^\dagger \rangle\rangle \\ \langle\langle b_k | a_k^\dagger \rangle\rangle & \langle\langle b_k | b_k^\dagger \rangle\rangle \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} E - \beta_k - s(E) & s(E) \\ s(E) & E - \alpha_k - s(E) \end{pmatrix}}{(E - \alpha_k)(E - \beta_k) + (\alpha_k + \beta_k - 2E)s(E)}. \quad (2)$$

Здесь E – энергетический параметр преобразования Фурье, $s(E)$ – неприводимая собственная энергия

$$s(E) = 2 \sum_q |M_q|^2 \langle Q_q^\dagger Q_q \rangle \frac{2E - (A_{k;q} + B_{k;q} - C_{k;q} - D_{k;q})}{(E - A_{k;q})(E - B_{k;q}) - C_{k;q} D_{k;q}}; \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
A_{k;q} &= \alpha_{k-q} + \hbar\omega_q \frac{\langle a_{k-q} a_{k-q}^\dagger \rangle + \langle Q_q^\dagger P_q \rangle}{\langle Q_q^\dagger Q_q \rangle}, & C_{k;q} &= \hbar\omega_q \frac{\langle a_{k-q} b_{k-q}^\dagger \rangle}{\langle Q_q^\dagger Q_q \rangle}, \\
B_{k;q} &= \beta_{k-q} + \hbar\omega_q \frac{\langle b_{k-q} b_{k-q}^\dagger \rangle + \langle Q_q^\dagger P_q \rangle}{\langle Q_q^\dagger Q_q \rangle}, & D_{k;q} &= \hbar\omega_q \frac{\langle b_{k-q} a_{k-q}^\dagger \rangle}{\langle Q_q^\dagger Q_q \rangle}; \\
Q_q &= \frac{1}{\sqrt{2}}(c_q + c_{-q}^\dagger), & P_q &= \frac{1}{\sqrt{2}}(c_q - c_{-q}^\dagger).
\end{aligned} \tag{4}$$

Электронные средние находятся с помощью спектральной плотности $J(E)$, определяемой скачком функции Грина при пересечении вещественной оси ($J(E) = i\hbar [G(E + i\varepsilon) - G(E - i\varepsilon)]_{\varepsilon \rightarrow +0}$):

$$\begin{pmatrix} \langle a_k a_k^\dagger \rangle & \langle a_k b_k^\dagger \rangle \\ \langle b_k a_k^\dagger \rangle & \langle b_k b_k^\dagger \rangle \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{2\pi\hbar} \frac{J(E)}{1 + e^{-E/k_B T}}. \tag{5}$$

Фононные средние находятся аналогичным образом, но с использованием соответствующей фононной функции Грина

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \langle \langle Q_q | Q_q^\dagger \rangle \rangle & \langle \langle Q_q | P_q^\dagger \rangle \rangle \\ \langle \langle P_q | Q_q^\dagger \rangle \rangle & \langle \langle P_q | P_q^\dagger \rangle \rangle \end{pmatrix}, \tag{6}$$

Фурье-представление которой в первом приближении имеет вид

$$\Gamma(E) = \frac{\begin{pmatrix} \hbar\omega_q & E \\ E & \hbar\omega_q \end{pmatrix}}{E^2 - (\hbar\omega_q)^2}. \tag{7}$$

В данном случае

$$\langle Q_q Q_q^\dagger \rangle = \langle P_q P_q^\dagger \rangle = \frac{1}{2} \text{cth} \left(\frac{\hbar\omega_q}{2k_B T} \right), \quad \langle Q_q P_q^\dagger \rangle = \langle P_q Q_q^\dagger \rangle = \frac{1}{2}, \tag{8}$$

что соответствует распределению Бозе–Эйнштейна.

Спектральная функция $J(E)$ позволяет получить среднюю скорость межподзонного рассеяния электронов

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_k \langle b_k^\dagger b_k \rangle \Big|_{t=0} = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{2\pi\hbar} \frac{E}{e^{E/k_B T} + 1} \sum_k J_{22}(E). \tag{9}$$

На практике вычисление $J(E)$ выполняется самосогласованным интегрированием формулы (5) с учетом (2)–(4) и (8).

1. Боголюбов Н. Н., Тябликов С. В. // ДАН СССР. 1959. Т. 126. С. 53–58.
2. Зубарев Д. Н., Церковников Ю. А., // Тр. МИАН СССР. 1986. Т. 175, С. 134–177.

ИЗЛУЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ МОЩНОЙ МАТРИЦЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

Д. В. Шабров¹, В. В. Кабанов¹, Е. В. Лебедок¹, Д. М. Кабанов¹,
Г. Т. Микаелян², А. П. Буничев²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

²ОАО «НПП «Инжект», Саратов, Россия

E-mail: d.shabrov@ifanbel.bas-net.by

Перспективы создания мощных, высокоэффективных полупроводниковых лазерных источников открывают новые возможности в разработке оптоэлектронной техники нового поколения, в частности, полностью твердотельных лазеров, высокоэффективных систем видения и мониторинга окружающей среды [1, 2]. В работе представлены результаты экспериментальных исследований мощного импульсного излучателя на базе матрицы лазерных диодов (МЛД). Наряду с созданием МЛД с заданными параметрами и высоким рабочим ресурсом, были разработаны блоки силовой и управляющей электроники, в том числе термостабилизации, обеспечивающие надежную и стабильную работу полупроводникового лазерного излучателя.

Задачей проекта являлось получение мощного излучения коротких лазерных импульсов с высокой частотой повторения, заданной диаграммой направленности и стабилизированными параметрами излучения. В основу специально созданной МЛД модели СЛМПИ-6НП-845Н (ОАО «НПП «Инжект») положена гетероструктура AlGaAs/GaAs (рис. 1) с длиной волны в максимуме спектра излучения 846 нм, температурой в рабочем режиме $30^{\circ} \pm 0,5$ С и спектральной шириной излучения по полувысоте 6 нм.

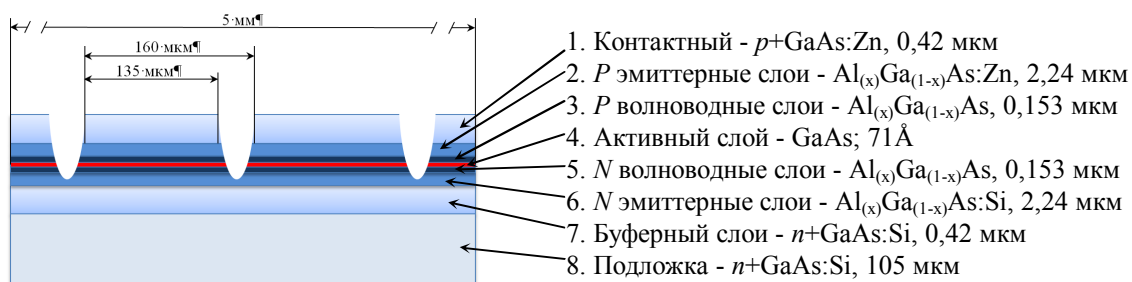


Рис. 1. Линейка лазерных диодов в МЛД

Передний фронт импульса лазерного излучения МЛД (рис. 2) достигает 83 % своей максимальной интенсивности за первые 12 нс и 100 % – за 30 нс. На стадии его выключения интенсивность резко падает примерно через 15 нс. Описанное поведение реализуется для импульсов с длительностью на полувысоте t_{ipl} от 35 нс до 100 нс. Полная средняя

мощность лазерного излучения МЛД линейно возрастает с увеличением частоты повторения импульсов F . Так при изменении частоты повторения импульсов в диапазоне от 0,5 кГц до 10 кГц полная средняя мощность P_m изменяется от 0,114 Вт до 2,28 Вт при длительности импульса $t_{ipl} = 50$ нс и от 0,259 Вт до 5,19 Вт при $t_{ipl} = 100$ нс соответственно. Пиковая мощность P_{ins} в импульсе лазерного излучения при этом лежит в пределах 4,56 – 5,19 кВт.

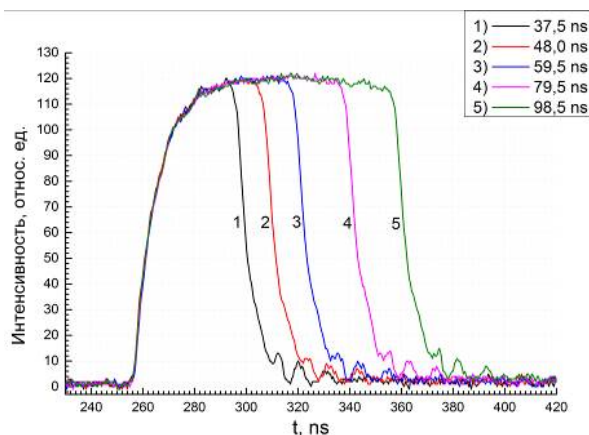


Рис. 2. Формы импульса лазерного излучения СЛМП-6НП-845Н, $F = 1$ кГц

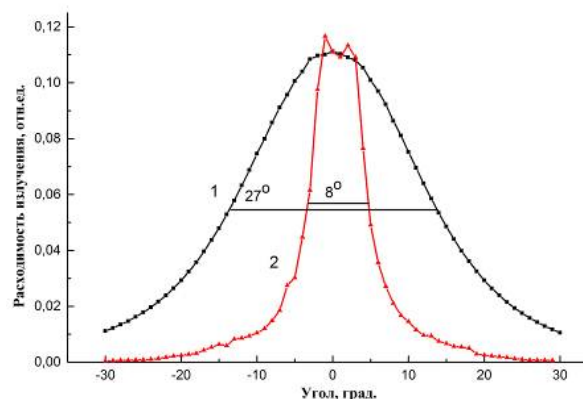


Рис. 3. Расходимость лазерного излучения СЛМП-6НП-845Н по быстрой (1) и медленной (2)

Концентрация лазерного излучения в заданном телесном угле реализована без применения дополнительной оптики. Расходимость излучения вдоль быстрой и медленной осей на полувысоте интенсивности излучения составила 27° и 8° , соответственно (см. рис. 3).

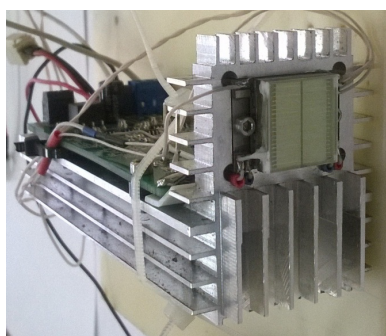


Рис. 4. Импульсный лазерный излучатель

Показано, что повышение частоты повторения импульсов лазерного излучения в диапазоне от 0,5 кГц до 10 кГц и соответствующее изменение мощностного режима работы не влияет на заданную диаграмму направленности. Полученный результат позволяет использовать разработанный на основе МЛД импульсный лазерный излучатель (рис. 4) в широком диапазоне изменения мощностных характеристик при концентрации излучения в заданном телесном угле.

1. Kabanau D. M., Kabanov V. V., Lebiadok Y. V. et al. // International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial and Mechatronics Engineering, 2014, Vol: 8, No: 12, P. 1892 – 1895.
2. Кабанов В. В., Кабашиников В. П., Шабров Д. В. и др. // ЖПС, 2015, Т. 82, № 1, С. 68 – 75.

АНАЛИЗ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК LED ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ БЕЛОРУССКОГО РЫНКА

А. Л. Гурский¹, Н. В. Машедо²

¹Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники, Минск

ОАО «Испытания и сертификация бытовой и промышленной продукции
«БЕЛЛИС», Минск

E-mail: gurskii@bsuir.by;
n.mashedo@gmail.com

На сегодняшний день все большую часть рынка осветительной продукции завоевывают излучатели на основе полупроводниковых светодиодов (далее – светодиодов). Наравне с явными преимуществами существуют и проблемы, в частности, отличие колориметрических характеристик светодиодов от традиционных источников света (Солнца и ламп накаливания), в связи с тем, что характеристики цветопередачи имеют большую важность в некоторых применениях. Для решения этих проблем необходимо, в частности, улучшение таких параметров светодиодных излучателей как цветопередача, коррелированная цветовая температура, а также обеспечение фотобиологической безопасности [1].

Для обеспечения указанных выше требований и безопасности для человека и окружающей среды необходимо присутствие на рынке высококачественных светодиодных чипов с нормированными характеристиками. Но в силу того, что на сегодняшний день большая часть продукции поступает от случайных изготовителей, требуется иметь в Республике Беларусь отлаженную систему контроля и подтверждения соответствия описываемой продукции.

Целью данной работы было сопоставить характеристики выборки изделий различных производителей, представленных на белорусском рынке, на предмет соответствия их характеристик заявленным значениям и рекомендациям международных документов (IEC, CIE, EC/EU).

Для проведения измерений было отобрано пять типов светодиодных ламп различных производителей, по три образца в группе.

Методы испытаний соответствовали приведенным в документе ЕС, устанавливающим переходные методы при внедрении Регламентов [2] и [3], а также установленным в международных и европейских нормативных документах [4, 5, 6].

Условия окружающей среды при измерениях соответствовали [1, 4, 6]. Все измерения произведены после предварительного 100-часового отжига с целью стабилизации параметров излучателей, с обес-

печением начального прогрева после включения для выхода на стабильный режим работы. В качестве примера в таблице приведены результаты измерений параметров (координаты цветности x и y , коррелированная цветовая температура CCT, индекс цветопередачи CRI, световой поток TLF, потребляемая мощность) одного из типов ламп.

Таблица

Результаты измерений

		x	y	CCT, K	CRI, %	TLF, лм	Мощность, Вт
2W GU5.3	Ном. ¹	0,313²	0,337²	6500	—³	—³	2
	№1	0,3258	0,3416	5800	71,1	94,71	1,52
	№2	0,3333	0,3539	5468	70,5	106,04	
	№3	0,3302	0,3487	5599	70,6	99,86	

¹ – Номинальное значение, декларируемое изготовителем.

² – Данные координаты цветности соответствуют CCT = 6500 K в соответствии с Приложением D IEC 60081.

³ – данные параметры не заявлены изготовителем.

Из результатов измерений следует, что все лампы не соответствуют требованиям нормативных документов [2, 4].

Таким образом, назрела необходимость скорейшего внедрения национальных (межгосударственных) нормативных документов, регламентирующих на обязательной основе требования к характеристикам светодиодных излучателей.

1. ГОСТ IEC 62471-2013 «Фотобиологическая безопасность ламп и ламповых систем»
2. Регламент Комиссии № 1194/2012 от 12 декабря 2012 г., касающийся правил применения Директивы 2009/125/ЕС Европейского Парламента и Совета в отношении требований к экологическому проектированию направленных ламп, светодиодных ламп и связанного оборудования
3. Регламент Комиссии № 244/2009 от 18 марта 2009 г., касающийся правил применения Директивы 2005/32/ЕС Европейского Парламента и Совета в отношении требований к экологическому проектированию ненаправленных ламп бытового применения
4. IEC 62612-2013 «Лампы со светоизлучающими диодами со встроенным пускорегулирующим аппаратом для общего освещения. Эксплуатационные требования»
5. EN 13032-4 «Свет и освещение. Измерение и представление фотометрических данных ламп и светильников. Светодиодные лампы, модули и светильники»
6. IEC 60081:2007+A1:2000+A2:2003+A3:2005+A4:2010+A5:2013 «Лампы люминесцентные двухцокольные. Эксплуатационные требования»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРНОГО УГЛА РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИОНИЗИРОВАННОЙ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В. М. Борздов, Д. С. Сперанский, А. В. Борздов

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: borzdov@bsu.by

Известно, что одним из наиболее перспективных методов численного моделирования электрофизических свойств и электрических характеристик различных полупроводниковых структур, в частности, приборных структур микро- и оптоэлектроники, является метод Монте-Карло [1]. Важнейшим преимуществом данного метода является возможность использования точных матричных элементов перехода носителя заряда при его взаимодействии с рассеивателем для любого механизма рассеяния в полупроводнике.

Известно также, что особого внимания при моделировании кинетических явлений в полупроводниках заслуживает учет рассеяния на ионизированной примеси, особенно когда рассматриваются сильно легированные области. При этом на сегодняшний день при включении примесного рассеяния носителей заряда в общий алгоритм Монте-Карло чаще всего используются хорошо известные модели Конуэлл-Вайскопфа (CW) и Брукса-Херринга (ВН), реже – модель Ридли.

Важнейшую роль при моделировании взаимодействия электрона с ионом примеси играет определение состояния носителя заряда после акта рассеяния. Как правило, рассматривая взаимодействие электрона и иона примеси как абсолютно упругое, в процедуре Монте-Карло данный процесс задается единственной величиной – полярным углом θ . При этом азимутальный угол ϕ считается равномерно распределенной случайной величиной в интервале от 0 до 2π .

Формулы, по которым можно разыгрывать полярный угол θ для моделей CW и ВН могут быть получены из общего выражения для интенсивности рассеяния носителей заряда (вероятности их рассеяния в единицу времени) на примеси в первом борновском приближении для экранированного потенциала с использованием метода обратных функций [2]. При этом сам акт взаимодействия предполагается чисто двухчастичным процессом. Для модели Ридли в [3] была предложена двухэтапная процедура нахождения угла θ из выражения для дифференциального сечения рассеяния с учетом коэффициента, являющегося функцией прицельного параметра и представляющего собой вероятность отсутствия влияния на процесс рассеяния какого-либо третьего тела.

В настоящем докладе, с учетом результатов работы [4] получена формула, описывающая интенсивность рассеяния носителя заряда на ионизированной примеси по модели Ридли, для которой корректирующий коэффициент, записывается в виде

$$P(\theta) = \exp\left(-\pi N_I a K^2 \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right), \quad (1)$$

где $K = Ze^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0 m^* v^2$, Ze – заряд иона, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, m^* – эффективная масса электрона, v – его скорость, N_I – концентрация ионизированной примеси, a – среднее межпримесное расстояние. В докладе представлены результаты расчета методом Монте-Карло угловых распределений $P(\cos \theta)$ при рассеянии электрона на примеси в кремнии, легированном фосфором при концентрации $N_I = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$ и двух различных значениях энергии носителя заряда $E = 0,2 \text{ эВ}$ и $E = 0,7 \text{ эВ}$.

Для разыгрывания $\cos \theta$ была получена следующая формула

$$z_1 z_2 = \frac{\int_{\cos \theta_z}^{\cos \theta_{\min}} \frac{d \cos \theta'}{\left[\beta_s^2 + 2k^2(1 - \cos \theta')\right]^2}}{\int_{-1}^{\cos \theta_{\min}} \frac{d \cos \theta'}{\left[\beta_s^2 + 2k^2(1 - \cos \theta')\right]^2}} \times \\ \times \frac{\exp\left(-\pi a N_I K^2 \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta_z}{2}\right)\right) - \exp\left(-\pi a N_I K^2 \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right)\right)}{1 - \exp\left(-\pi a N_I K^2 \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right)\right)}, \quad (2)$$

где z_1, z_2 – случайные числа, равномерно распределенные на отрезке от 0 до 1, β_s – обратный радиус экранирования Дебая, k – волновой вектор электрона, θ_{\min} – минимальное значение полярного угла рассеяния.

Корректность предложенной процедуры разыгрывания угла θ подтверждена сравнением полученных нами результатов с данными расчета по двухэтапной процедуре, описанной в [3].

1. Борздов В. М., Жевняк О. Г., Комаров Ф. Ф., Галенчик В. О. Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники. Минск: БГУ, 2007. 175 с.
2. Jacoboni C., Reggiani L. // Rev. Mod. Phys. 1983. V. 55, No 3. P. 645–705.
3. Van de Roer T. G., Widdershoven F. R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59, No 3. P. 813–815.
4. Сперанский Д. С., Борздов В. М., Поздняков Д. В. // Доклады БГУИР. 2011. № 2. С. 33–39.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs/Al_xGa_{1-x}As ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

В. Н. Мищенко

Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники, Минск
E-mail: mishchenko@bsuir.by

Исследование процесса переноса электронов для гетероструктурных соединений, сформированных из полупроводниковых материалов группы A^{III}B^V, продолжает оставаться актуальной задачей, которая связана с разработкой быстродействующих приборов диапазонов СВЧ и КВЧ. Для анализа процессов переноса электронов в полупроводниковых приборах с квантовыми ямами обычно используется процедура решения уравнения Шредингера совместно с решением уравнения Пуассона [1–3]. Однако ряд вопросов, связанных с формированием таких зон и особенностями электронного транспорта в реальных приборах, продолжает оставаться не изученным.

Разработана программа моделирования процессов переноса электронов в GaAs/Al_xGa_{1-x}As структуре с использованием уравнений Шредингера и Пуассона [5]. В разработанной программе для материалов GaAs и Al_xGa_{1-x}As были учтены наиболее важные механизмы рассеяния: на полярных оптических фононах, на примесях, на акустических фононах, междолинное рассеяние между эквивалентными и неэквивалентными долинами. С использованием процедуры метода Монте-Карло были исследованы свойства гетероструктуры, образованной соединением материалов GaAs/Al_xGa_{1-x}As при величине молярной доли алюминия $x = 0,3$. Величина температуры принималась равной 300 К, концентрация электронов в нелегированных слоях – $n_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Зависимость средней дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля, полученная путем моделирования для GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктуры, представлена кривой 3 на рис. 1. Результаты моделирования показали удовлетворительное соответствие экспериментальным данным из [6] для GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктуры при $x = 0,3$ и $n_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4, рис.1). Получены и исследовались аналогичные зависимости для отдельных объемных структур из GaAs (кривая 1, рис. 1) и Al_xGa_{1-x}As (кривая 2, рис. 1). При моделировании кривых 2 и 3 (рис. 1) использовались значения основных электрофизических параметров материала Al_xGa_{1-x}As и параметры модели его зоны

проводимости, представленные в [4], однако учитывались значения коэффициентов непараболичности для боковых долин X и L .

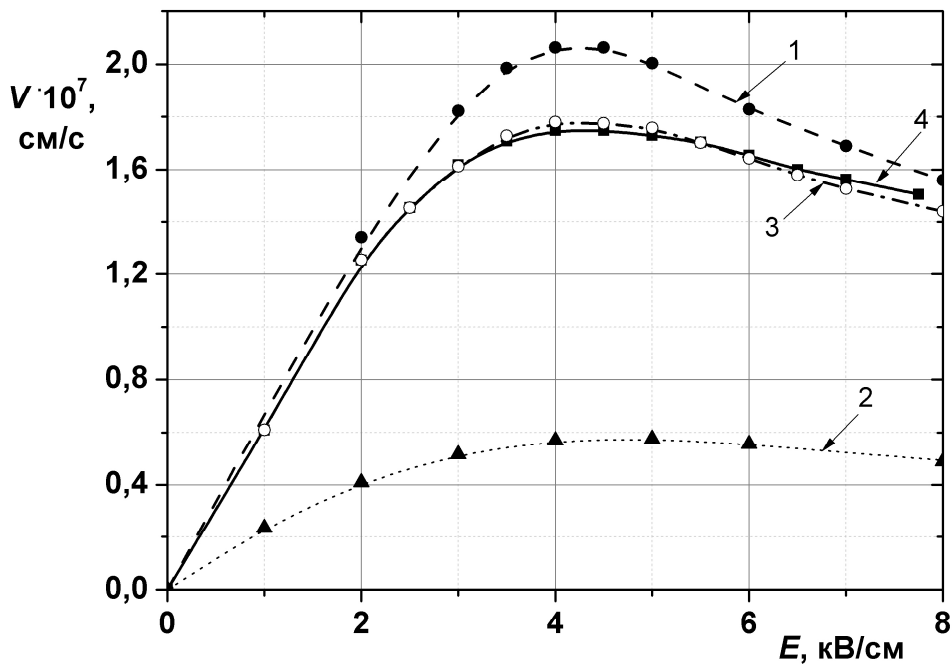


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля

Значение константы междолинной связи D_{GL} из долины G в долину L принималось равным $2,185 \cdot 10^9$ эВ/см. Остальные константы междолинной связи равнялись: $D_{GX} = 0,624 \cdot 10^9$ эВ/см, $D_{LX} = 0,624 \cdot 10^8$ эВ/см, $D_{XX} = 0,321 \cdot 10^9$ эВ/см, $D_{LL} = 1,561 \cdot 10^9$ эВ/см. Выполненные исследования позволяют оценить основные выходные параметры субмикронных транзисторов, образованных соединением материалов GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а также рассмотреть направления оптимизации такого рода структур в диапазонах СВЧ и КВЧ.

1. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: пер. с англ. М.: Мир, 1991. 632 с.
2. Yokoyama K., Hess K. // Physical Review B. 1986. V. 33, №.8. P. 5595–5606.
3. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц: пер с английск. М.: Мир, 1987. 640 с.
4. Hava S., Auslender M. // Journal of Applied Physics. 1977. V. 48. N. 11. P. 4587–4590.
5. Мищенко В. Н. // Квантовая электроника: Матер. 9-й Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2013. С. 80–82.
6. Masselink W. T., Kueech T. F. // Journal of Electronic Materials. 1989. V. 18. No. 5. P. 579–584.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В СУБМИКРОННЫХ МОП-ТРАНЗИСТОРАХ

О. Г. Жевняк

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: Zhevnyakol@tut.by

Как известно, основным элементом флеш-памяти является субмикронный МОП-транзистор, имеющий встроенный внутри подзатворного окисла дополнительный электрод, накапливающий заряды (см., например, [1]). Разработка надежных и быстродействующих элементов флеш-памяти, а следовательно и МОП-транзисторов требует глубокого знания туннельных процессов, протекающих в этих транзисторах между проводящим каналом и встроенным электродом через пленку окисла. Основные трудности в численном изучении этих процессов связаны с тем, что форма потенциальных барьеров, образуемых оксидными пленками, имеет сложную форму и непостоянна вдоль канала по направлению от истока к стоку [2]. Точно также непостоянна вдоль канала энергия электронов, которая существенно определяет интенсивность туннелирования электронов. Преодолеть эти трудности можно только путем численного моделирования электронного переноса в канале данных транзисторов. В настоящей работе на основе кинетического моделирования методом Монте-Карло осуществлен расчет плотности туннельного тока в отношении к плотности дрейфового тока вдоль проводящего канала МОП-транзистора. Алгоритм данного моделирования описан в нашей работе [3].

На рис. 1 представлены схематически энергетические диаграммы, поясняющие особенности процесса туннелирования электронов через исследуемую структуру.

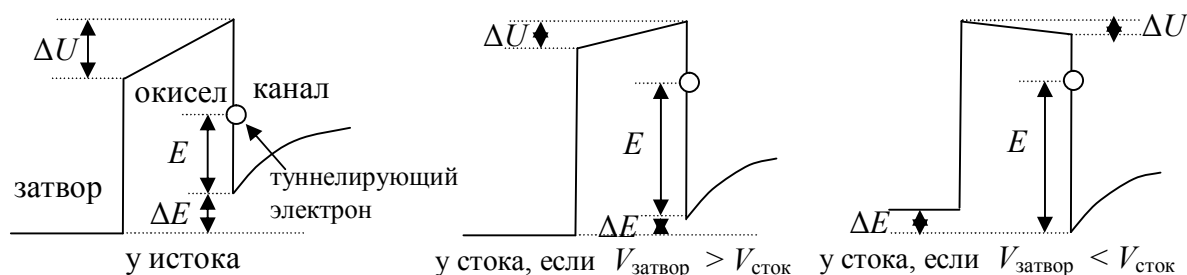


Рис. 1. Энергетические диаграммы потенциального барьера, формируемого подзатворным окислом и приложенными к затвору и стоку прибора напряжениями

На рис. 2 представлены полученные при проведении численного моделирования распределения относительных значений плотности туннельного тока вдоль проводящего канала исследуемого МОП-

транзистора. Рассматривался прибор с длиной проводящего канала 0,4 мкм, толщиной подзатворного окисла 5,6 нм, концентрацией акцепторной примеси 10^{24} м^{-3} .

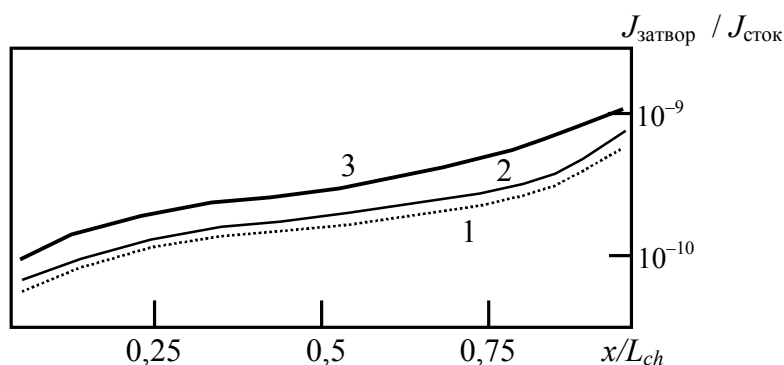


Рис. 2. Отношение плотностей туннельного тока и тока в проводящем канале вдоль его длины для разных значений затворного напряжения. 1 – $V_{\text{затвор}} = 1 \text{ В}$; 2 – $V_{\text{затвор}} = 2 \text{ В}$; 3 – $V_{\text{затвор}} = 1 \text{ В}$; $V_{\text{сток}} = 2 \text{ В}$; $d_{\text{тун}} = 2 \text{ нм}$.

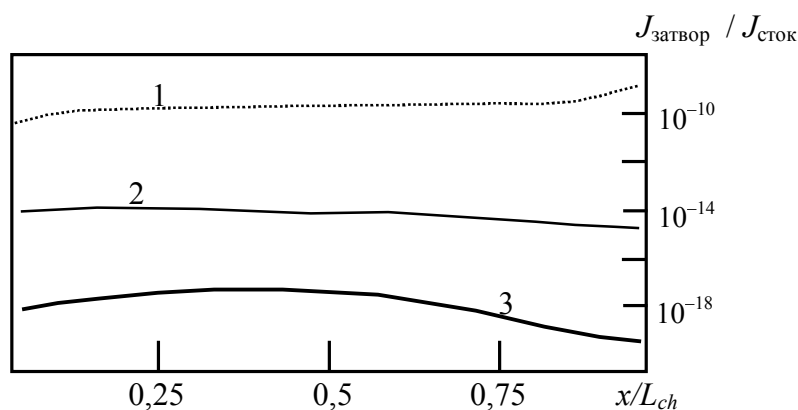


Рис. 3. Отношение плотностей туннельного тока и тока в проводящем канале вдоль его длины для разных значений толщины туннельного окисла. 1 – $d_{\text{тун}} = 2 \text{ нм}$; 2 – $d_{\text{тун}} = 3 \text{ нм}$; 3 – $d_{\text{тун}} = 4 \text{ нм}$; $V_{\text{затвор}} = 2 \text{ В}$; $V_{\text{сток}} = 2 \text{ В}$.

Таким образом, в настоящей докладе с помощью кинетического моделирования методом Монте-Карло электронного переноса в канале кремниевое МОП-транзистора исследовано влияние затворного напряжения и толщины туннельного окисла на распределение плотности туннельного тока через пленку туннельного оксида вдоль проводящего канала транзистора.

1. Majkusiak B. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1990. Vol. 34, No 4. P. 1087–1092.
2. Ranuarez J. C., Deen M. J., Chen C.-H. // Microelectronics Reliability. 2006. Vol. 46, No 12. P. 1939–1956.
3. Zhevnyak O. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 7025. P. 1M-1–8.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЙ РОСТА ПЛЕНОК ГЕРМАНИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

О. Ю. Наливайко, А. С. Турцевич, Г. В. Лепешкевич, Д. В. Жигулин

ОАО «ИНТЕГРАЛ», Минск, Беларусь

E-mail: onalivaiko@integral.by

Германиевые фотоприемники обладают высокой чувствительностью в важном диапазоне телекоммуникационных длин волн 1,3 – 1,55 мкм, а слои Ge перспективны в качестве фоточувствительных слоев фотоприемников ближнего ИК диапазона и могут быть интегрированы в кремниевую технологию [1]. Известно также, что недорогие Ge фотоприемники, могут разрабатываться на основе поликристаллических слоев Ge [2]. Однако процесс осаждения поликристаллических слоев Ge в реакторе пониженного давления изучен недостаточно полно.

Осаждение слоев Ge осуществляли в промышленном горизонтальном реакторе пониженного давления с горячими стенками «Лада-34». Для осаждения слоев Ge, использовали газовую смесь моногермана с водородом GeH_4 – 40 % / H_2 – 60 %. Температура осаждения варьировалась от 500 °С до 400 °С, давление – от 22,6 до 40 Па. В качестве подложек использовали пластины кремния диаметром 100 мм с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 12 Ом×см, легированные бором. Осаждение германия проводилось как на подложку монокристаллического кремния, так и на подложку с подслоем аморфного кремния, осажденным в едином процессе с осаждением Ge при одинаковой температуре без прерывания процесса осаждения. Исследование поверхности осаждаемых пленок проводились при помощи растровой электронной микроскопии на установке Hitachi S4800.

Установлено, что на подложке монокристаллического кремния в исследованном диапазоне температур и давлений не происходит формирование однородного массива зародышей (островков) Ge. Наблюдается низкая плотность зародышей Ge $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$, которая незначительно возрастает с увеличением длительности осаждения, при этом даже после осаждения в течение 560 с не образуется сплошная пленка, несмотря на то, что размеры зерен достигают 145 нм. Предполагается, что процесс формирования зародышей Ge на монокремнии нестабилен из-за наличия естественного окисла кремния.

Установлено, что стабильное и однородное зародышеобразование островков германия происходит при осаждении германия на подслой аморфного кремния толщиной около 5 нм и более.

При температуре 500 °С, давление 40 Па плотность зародышей после осаждения в течение 40 с составляет примерно $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при их размере от 3,7 до 13 нм. С увеличением длительности осаждения до 98 с плотность зародышей уменьшается до $1,06 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ (рис. 1), а их размеры увеличиваются до 140÷400 нм (рис. 2). Коалесценция островков Ge начинается уже через 40 с осаждения. Образование сплошной пленки происходит при толщине слоя 8÷10 нм, при этом плотность зерен составляет $(5\div 8) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при размере от 10 до 60 нм, что выше, чем размер зерен ПКК, имеющих аналогичную толщину (20÷22 нм) [3]. Слои толщиной ~65 нм имеют шероховатость ~40 нм. Осаждение слоев Ge при давлении 22.6 Па позволяет снизить шероховатость слоя в 1,6 раза.

При температуре 450 и 400 °С плотность зародышей после осаждения в течение 40 с в 2÷3 раза ниже, чем при 500 °С. После осаждения в течение 300 с плотность зародышей и их размеры незначительно изменяются с увеличением длительности осаждения, что свидетельствует о преимущественном вертикальном росте зерен.

Таким образом, установлены условия процесса осаждения Ge, которые позволяют варьировать размер зерна и шероховатость пленок Ge. Введение германия в процесс осаждения при пониженном давлении приводит к увеличению скорости кристаллизации, что способствует формированию поликристаллических пленок Ge при более низких температурах по сравнению с пленками ПКК и ПКЛФ.

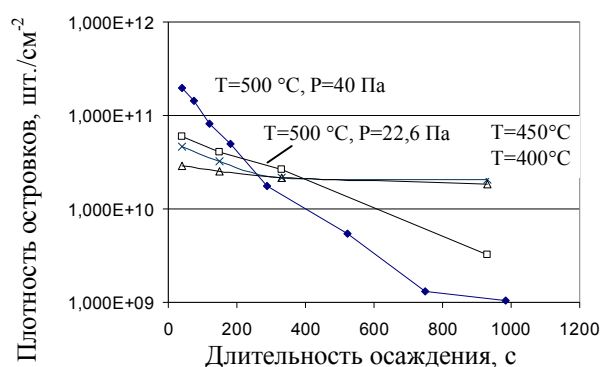


Рис. 1. Зависимость плотности островков Ge от длительности осаждения

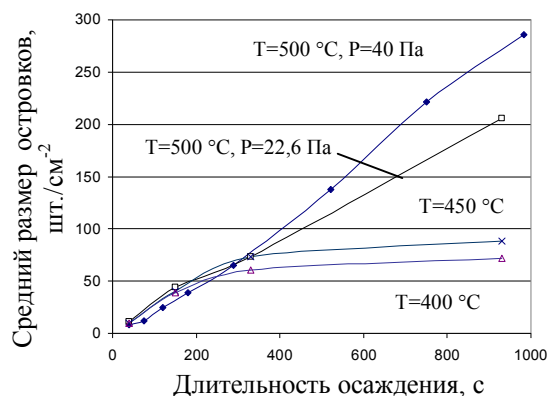


Рис. 2. Зависимость размера островков Ge от длительности осаждения

1. Samavedam S., Currie M., Langdo T., Fitzgerald E. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 2125–2127.
2. Colace L., Ferrara P., Assanto G. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2007. V. 19. № 22. P. 1813–1815.
3. Наливайко О. Ю., Турцевич А. С., Цыркунова Н. Г. // Материалы V Международной научно-технической конференции «Проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств», 29-30 мая 2008 г. Новополюк. Том 2. С. 155–158.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНОЙ И ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

В. А. Длугунович, В. А. Ждановский, А. В. Исаевич,
А. В. Крейдич, Е. А. Круплевич, Л. Н. Насенник, С. В. Никоненко,
В. В. Таманович, А. В. Холенков

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

Стремительное развитие лазерной и оптоэлектронной техники (ЛОЭТ) обусловили ее широкое распространение в технической инфраструктуре современного общества. Быстро растущий рынок ЛОЭТ не может развиваться без современного метрологического обеспечения, так как качество и безопасность лазерных и оптоэлектронных изделий во многом определяются точностью определения их характеристик и параметров.

Система обеспечения единства измерений (СОЕИ) ЛОЭТ в Республике Беларусь включает в себя формирование эталонной, измерительной и калибровочной базы, нормативных документов, аккредитацию и непосредственно метрологическое обслуживание техники по заказам предприятий и организаций. Ее создание было положено в 2000 г., когда в Белорусском государственном институте метрологии (БелГИМ) был создан Национальный эталон координат цвета, единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного отражения (спектральный диапазон от 0,2 до 2,5 мкм). Существенный прогресс в этом направлении наметился после создания в Институте физики НАН Беларуси научно-испытательной лаборатории лазерной техники (в настоящее время центр испытаний лазерной техники (ЦИЛТ)). Главной задачей лаборатории является комплексное развитие СОЕИ для ЛОЭТ: разработка национальных стандартов идентичных международным, разработка и создание эталонов, калибровочных и измерительных установок, разработка методик калибровки и выполнения измерений, а также оказание услуг по калибровке и измерению параметров ЛОЭТ.

За неполные 15 лет Институтом физики совместно с БелГИМ были созданы Национальные эталоны единиц: силы света и освещенности; длины – метра (в области аттестации источников излучений и средств измерений длин волн 0,63 мкм); спектральной чувствительности приемников излучения (спектральный диапазон от 0,35 до 1,10 мкм); средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения (в диапазонах от $1 \cdot 10^{-11}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ Вт, от 0,05 до 60,00 дБ и от 0,85 до 1,70 мкм соответственно) для волоконно-оптических систем связи и передачи ин-

формации. Кроме того, был создан исходный эталон единицы средней мощности лазерного излучения (ЛИ) в спектральном диапазоне от 0,4 до 12,0 мкм, предназначенный для хранения, воспроизведения и передачи размера единицы средней мощности ЛИ в диапазоне от 50 до 1300 мВт. В этом году завершается создание эталона единицы светового потока непрерывного излучения, который предназначен для воспроизведения, хранения и передачи единицы светового потока в диапазоне от 500 до 1500 Лм.

В Институте физики в ЦИЛТ созданы 12 установок высокой точности, применяемых при аттестации изделий ЛОЭТ и калибровке средств измерений (СИ), позволяющие определять основные характеристики ЛИ, которые должны указываться в технической документации на лазерную технику, согласно СТБ ИСО 11252-2005. Кроме того, за последние 5 лет создан комплекс для измерений фото-, радио-, спектрорадиометрических и пространственных характеристик твердотельных источников излучения в спектральном диапазоне от 0,2 до 0,9 мкм.

Начиная с 2003 г. Институтом физики совместно с БелГИМ подготовлены и введены в действие 44 государственных стандарта, идентичных международным в области ЛОЭТ. С учетом рекомендаций этих стандартов в Институте физики разработано 46 методик калибровки и выполнения измерений, которые прошли метрологическую экспертизу и вошли в систему обеспечения единства измерений Беларуси.

В 2003 г. НАН Беларуси и Госстандартом был издан совместный приказ, согласно которому для Института физики НАН Беларуси установлен статус научного метрологического центра в области измерений параметров и характеристик лазерной техники. Кроме того решением Комиссии Таможенного союза от 07.04.2011 № 620 лаборатория включена в Реестр органов по сертификации и испытательных лабораторий (центров) Таможенного союза, осуществляющих оценку соответствия продукции требованиям Технических регламентов Таможенного союза.

Таким образом, в настоящее время в Республике Беларусь создана современная СОЕИ, позволяющая проводить испытания и калибровать СИ для ЛОЭТ, в том числе и светодиодной, в соответствии с требованиями международных стандартов. Создание новых эталонов, модернизация существующих измерительных установок позволит расширить номенклатуру измеряемых, хранимых и передаваемых физических величин, динамический, спектральный и временной диапазоны измерительных установок, чтобы в более полном объеме удовлетворять потребности организаций Республики Беларусь в метрологическом обеспечении ЛОЭТ.

СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

А. И. Митьковец¹, С. Н. Курилкина¹, Н. А. Хило¹, Н. С. Казак¹,
А. Г. Мащенко¹, А. А. Рыжевич¹, В. Е. Агабеков², А. А. Муравский²

¹ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

² Институт химии новых материалов НАН Беларуси, Минск

E-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by

В соответствии с зарубежным заказом авторами данной работы выполнялась разработка принципиально новой системы записи информации, состоящей из светочувствительного материала, чувствительного к линейно поляризованному с высокой степенью поляризации квазимонохроматическому излучению в видимом диапазоне средней мощности и источника этого излучения. При этом к светочувствительному материалу предъявлялось требование возможности многократно полностью стирать впоследствии нанесенную на него графическую информацию определенного цвета и вновь наносить любую другую. Светочувствительным материалом в данном случае могли выступать как бумага, так и полимерная пленка с нанесенным на нее слоем из светочувствительного в определенном диапазоне вещества. В настоящее время химия и физика подобных светочувствительных веществ уже довольно неплохо изучена (см. [1–2] и ссылки в них), поэтому актуальной для нас явилась задача создания компактного энергетически автономного источника линейно поляризованного квазимонохроматического света в видимом диапазоне, предпочтительно синего либо красного цвета, со степенью поляризации не менее 0,99, обеспечивающего формирование достаточно интенсивного светового пучка видимого цвета с возможностью контролируемого уменьшения диаметра освещаемой зоны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения и проходящей через выходной торец устройства, до величины $0,5 \div 1$ мм.

Нами было разработано и создано два устройства, удовлетворяющих данным требованиям. Первое из них, получившее наименование «лазерный карандаш», было сделано на основе лазерного диода, генерирующего излучение требуемой мощности в достаточно узком спектральном диапазоне. Габариты изделия определяются, в основном, размерами электробатарей, а также параметрами оптической схемы. Изготовленные нами образцы лазерного карандаша являются достаточно компактными: диаметр – 18 мм; длина – 240 мм, при этом обеспечивают достаточно высокую выходную мощность излучения: 8 мВт для красного диода, и

10 мВт для синего. Защитное устройство выполнено на основе щелевой оптопары. После включения питания выключателем защитное устройство при соприкосновении с рабочей поверхностью включает лазерный диод в рабочий режим. При отсутствии контакта устройства с рабочей поверхностью лазерный диод находится в ждущем режиме, генерируя безопасное для глаз по уровню интенсивности даже в фокусной плоскости излучение, которое удобно использовать для позиционирования выходного торца устройства относительно рабочей поверхности носителя.

Второе устройство, получившее название «световая ручка», выполнено нами на основе трех сверхярких светоизлучающих диодов (СИД), генерирующих излучение на трех различных длинах волн, благодаря чему дает возможность выбирать цвет излучения и соответственно получаемого изображения из трех (синий, красный, зеленый).

Блок питания на основе 2 стандартных электробатарей формата АА, которые могут быть как обычными, так и аккумуляторными, обеспечивает непрерывную автономную работу световой ручки в течение примерно 70 часов (в зависимости от параметров и качества используемых батарей). Устройство обеспечивает достаточно высокую выходную мощность линейно поляризованного излучения P на всех длинах волн при рабочем токе 25 мА: $P(\lambda = 465 \text{ нм}) = 3,2 \text{ мВт}$, $P(\lambda = 575 \text{ нм}) = 1,8 \text{ мВт}$, $P(\lambda = 660 \text{ нм}) = 2,4 \text{ мВт}$. Для обеспечения степени поляризации выходного излучения всех трех длин волн не менее 0,99 без потерь световой энергии нами был специально разработан и изготовлен поляризационный делитель, работающий в широком спектральном диапазоне. Выходное световое поле в фокальной плоскости объектива представляет собой практически круглое пятно с видимым диаметром не более 1 мм.

Созданные нами устройства могут применяться для ручного нанесения уникальных графических надписей и изображений на твердые и гибкие носители, в том числе прочные и влагостойкие, чувствительные только к линейно поляризованному свету с высокой степенью поляризации, например, при авторской маркировке ценных штучных изделий (произведений) или при оформлении особо важных документов с целью повышения степени их защиты.

1. Mikulich V. S., Muravsky Al. A., Murausk i An. A, Agabekov V. E. // Russian Journal of General Chemistry. 2015. Vol. 85, No. 3, P. 571–576.
2. Chaplanova J. D., Muravskii A. A., Agabekov V. E. et.al. // Journal of Applied Spectroscopy. 2015. Vol. 82, No. 2. P. 169–174.

ПРИНЦИПЫ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ ВНУТРИ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е. В. Вишневецкая, О. О. Людчик, Ю. О. Людчик, В. Н. Михей

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: Lyudchik@bsu.by

В настоящей работе изучены особенности пространственного рассеяния света при естественном освещении и направленной светодиодной подсветке областей микродефектов, сформированных лазерным пробоем, и сформулированы общие принципы записи информации в объеме прозрачных материалов. Исследования в данной области в настоящее время являются актуальными [1]. Лазерно-модифицированные области были созданы в образцах оптического стекла марки К8 с линейными размерами $20 \times 20 \times 20$ мм и $30 \times 30 \times 40$ мм с помощью импульсного линейно поляризованного излучения Nd:YAG лазера, работающего в режиме модулированной добротности на второй гармонике (энергия импульса $3,0 \div 10,0$ мДж, длительность импульса 15 нс, длина волны 532 нм). Микродефекты имели форму «эллипса» с отношением размеров большого и малого радиусов, примерно равным 2:3. Размер области лазерного пробоя варьировался в пределах от 40 до 120 мкм в поперечном и от 60 до 200 мкм в продольном направлении в зависимости от энергии лазерного импульса и условий фокусировки.

В результате исследования пространственного рассеяния света была обнаружена трехмерная анизотропия рассеяния света на упорядоченных массивах микродефектов в прозрачных материалах. Установлена зависимость интенсивности рассеяния света от угла падения на область лазерного пробоя и угла наблюдения.

На основе полученных результатов была предложена методика формирования изображений с различной пространственной ориентацией микродефектов по отношению друг к другу. С помощью этой методики и разнонаправленной подсветки была продемонстрирована возможность записи и считывания «скрытой» информации внутри оптического стекла. Проведена оценка плотности записи информации, исходя из размеров областей пробоя, их ориентации и физико-технических и оптических характеристик стекла.

Результаты работы могут быть использованы в оптоэлектронике, для маркировки и защиты от подделки оптических элементов и изделий, в системах технической защиты информации и др.

1. Вишневецкая Е. В., Людчик О. Р., Людчик О. О., Михей В. Н. // Квантовая электроника: Матер. 9-й Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2013. С. 178.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ АКТИВНО-ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ НА НАКЛОННЫХ ТРАССАХ

В. А. Горобец, Б. Ф. Кунцевич, И. Н. Пучковский, С. С. Шавель

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

В последнее время большое внимание уделяется разработке активно-импульсных систем видения (АИСВ) применительно к решению ряда конкретных задач в воздушной среде и под водой, а также дальнейшему расширению их функциональных возможностей (получение трехмерных изображений и другие вопросы) (см., например, [1–4]). Напомним, что действие АИСВ основано на импульсном подсвете объектов лазерным излучением и синхронизированным с ним включением с определенной задержкой $\Delta t_{\text{зад}}$ на короткое время (стробированием) приемной части. В приемной части в качестве усилителя и быстродействующего затвора обычно используется электронно-оптический преобразователь (ЭОП).

Несмотря на сравнительно длительный период развития, в литературе практически отсутствуют систематические и всесторонние исследования закономерностей формирования изображения в АИСВ и основанные на их результатах рекомендации по алгоритмам точного определения расстояний до объектов. Исключение составляют публикации [5, 6], где такие исследования выполнены для двух частных случаев при наблюдении на горизонтальной трассе. Настоящая работа посвящена исследованию закономерностей формирования изображения в АИСВ при наблюдении на наклонных трассах.

При наблюдении на наклонных трассах, аналогично случаю горизонтальных трасс [5, 6], можно в пределах лазерного пучка подсветки выделить четыре характерных луча (рис. 1): $L_{\text{нач}}$ и $L_{\text{кон}}$ – длины лучей до начальной (ближней) и конечной (дальней) точек зоны видимости на поверхности земли; $L_{\text{нач-100\%}}$ и $L_{\text{кон-100\%}}$ – длины лучей до начальной (ближней) и конечной (дальней) точек, соответствующих регистрации 100% энергии лазерного импульса подсветки, достигшего приемной системы после отражения от объекта (поверхности земли).

Физическое объяснение образования характерных лучей дано на рис. 2. С помощью прямоугольников 1 условно изображен приемный блок (ЭОП). Прямоугольники 2 со стрелкой соответствуют отдельным элементарным лучам лазерного пучка подсветки, которые отразились от определенных точек зоны видимости и возвращается в приемную систему. Штриховая линия X_0 обозначает начало отсчета расстояния и совпадает с поверхностями излучающей и приемной частей системы. Бли-

жайшая штриховая линия удалена от X_0 на расстояние $c\Delta t_{\text{ЭОП}}$, где c – скорость света, $\Delta t_{\text{ЭОП}}$ – длительность строб-импульса. Штриховая линия L_i соответствует расстоянию $L_i = c\Delta t_{\text{зад-упр}}/2$, которое обычно отображается на пульте управления. Отметим, что $\Delta t_{\text{зад}} = \Delta t_{\text{зад-упр}} + \Delta t_{\text{зад-х}}$, где $\Delta t_{\text{зад-упр}}$ – известная величина, определяемая управляющими импульсами, а $\Delta t_{\text{зад-х}}$ – как правило неизвестно. На рис. 2 все случаи соответствуют моменту времени $t_{\text{ЭОП-вкл}}^{\text{упр}}$, а $\Delta t_{\text{зад-х}} = 0$.

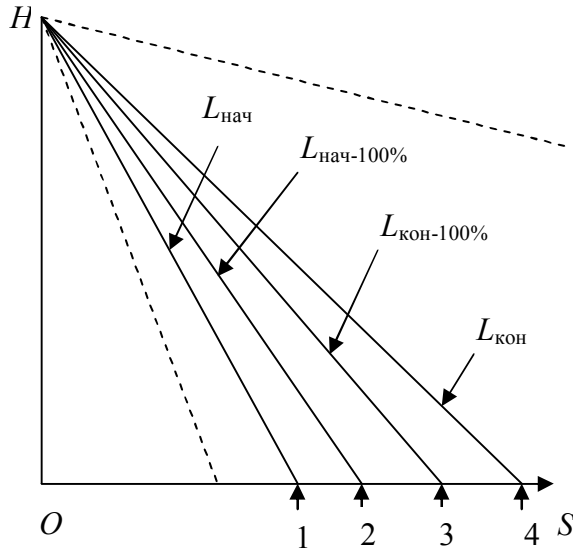


Рис. 1. Характерные элементарные лучи (сплошные линии) лазерного импульса подсветки. Пунктирные линии изображают угол лазерной подсветки, который равен углу зрения приемной системы

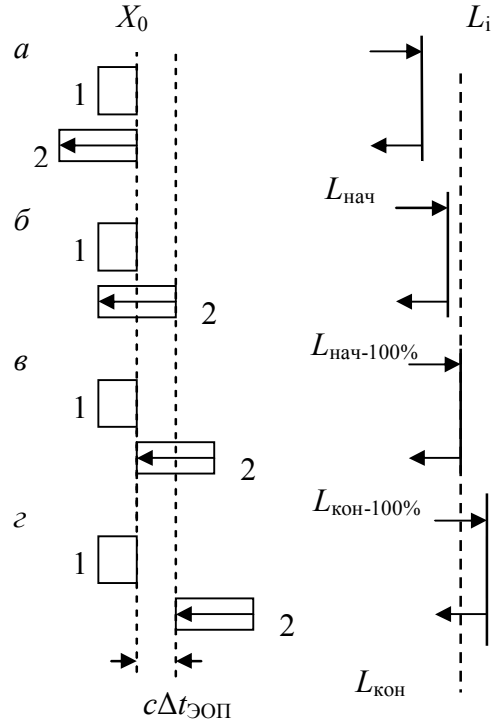


Рис. 2. Схема для пояснения образования характерных лучей

Из геометрии рис. 2, а для переднего фронта лазерного луча можно записать: $L_{\text{нач}} + L_{\text{нач}} + c\Delta t_{\text{лаз}} = c(\Delta t_{\text{зад-упр}} + \Delta t_{\text{зад-х}})$, где $\Delta t_{\text{лаз}}$ – длительность импульса лазерной подсветки. Учитывая, что $c\Delta t_{\text{зад-упр}} = 2L_i$, получаем: $L_{\text{нач}} = L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$. Для рис. 2, б: $L_{\text{нач-100\%}} + L_{\text{нач-100\%}} - c\Delta t_{\text{ЭОП}} + c\Delta t_{\text{лаз}} = c(\Delta t_{\text{зад-упр}} + \Delta t_{\text{зад-х}})$. Отсюда получаем: $L_{\text{нач-100\%}} = L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{ЭОП}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$. Изображенная на рис. 2, в предельная ситуация соответствует случаю: $L_{\text{кон-100\%}} + L_{\text{кон-100\%}} = c(\Delta t_{\text{зад-упр}} + \Delta t_{\text{зад-х}})$, откуда: $L_{\text{кон-100\%}} = L_i + c\Delta t_{\text{зад-х}}/2$. В пределе конечной точке зоны видимости соответствует си-

туация, приведенная на рис. 2, ε : $L_{\text{кон}} + L_{\text{кон}} - c\Delta t_{\text{ЭОП}} = c(\Delta t_{\text{зад-упр}} + \Delta t_{\text{зад-х}})$. Из данного выражения следует: $L_{\text{кон}} = L_i + c(\Delta t_{\text{ЭОП}} + \Delta t_{\text{зад-х}})/2$. В таблице приведены полученные аналогичным образом выражения для характерных расстояний для различных соотношений между $\Delta t_{\text{лаз}}$ и $\Delta t_{\text{ЭОП}}$, а также длины характерных участков $\Delta L_{\text{ЗВ}} = L_{\text{кон}} - L_{\text{нач}}$, $\Delta L_{100\%} = L_{\text{кон-100\%}} - L_{\text{нач-100\%}}$, $\Delta L_{\text{фр}} = L_{\text{нач-100\%}} - L_{\text{нач}}$, $\Delta L_{\text{сп}} = L_{\text{кон}} - L_{\text{кон-100\%}}$

Таблица

Формулы для расчета характерных расстояний и длин участков

	$\Delta t_{\text{лаз}} > \Delta t_{\text{ЭОП}}$	$\Delta t_{\text{лаз}} < \Delta t_{\text{ЭОП}}$	$\Delta t_{\text{лаз}} = \Delta t_{\text{ЭОП}}$
Характерные расстояния (дистанции)			
$L_{\text{нач}}$	$L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$
$L_{\text{нач-100\%}}$	$L_i - c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{ЭОП}} - \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$L_i + c\Delta t_{\text{зад-х}}/2$	$L_{\text{нач-100\%}} = L_{\text{кон-100\%}} =$
$L_{\text{кон-100\%}}$	$L_i + c\Delta t_{\text{зад-х}}/2$	$L_i + c(\Delta t_{\text{ЭОП}} - \Delta t_{\text{лаз}} + \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$= L_i + c\Delta t_{\text{зад-х}}/2$
$L_{\text{кон}}$	$L_i + c(\Delta t_{\text{ЭОП}} + \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$L_i + c(\Delta t_{\text{ЭОП}} + \Delta t_{\text{зад-х}})/2$	$L_i + c(\Delta t_{\text{ЭОП}} + \Delta t_{\text{зад-х}})/2$
Длины характерных участков			
$\Delta L_{\text{ЗВ}}$	$c(\Delta t_{\text{лаз}} + \Delta t_{\text{ЭОП}})/2$	$c(\Delta t_{\text{лаз}} + \Delta t_{\text{ЭОП}})/2$	$c(\Delta t_{\text{лаз}} + \Delta t_{\text{ЭОП}})/2$
$\Delta L_{100\%}$	$c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{ЭОП}})/2$	$c(\Delta t_{\text{ЭОП}} - \Delta t_{\text{лаз}})/2$	—
$\Delta L_{\text{фр}}$	$c\Delta t_{\text{ЭОП}}/2$	$c\Delta t_{\text{лаз}}/2$	$c\Delta t_{\text{лаз}}/2$
$\Delta L_{\text{сп}}$	$c\Delta t_{\text{ЭОП}}/2$	$c\Delta t_{\text{лаз}}/2$	$c\Delta t_{\text{ЭОП}}/2$

Для проверки аналитических выражений для характерных расстояний, приведенных в таблице, были выполнены их экспериментальные измерения с помощью АИСВ. Анализ показал качественное и количественное их совпадение с точностью 1–2 пространственных шага стробирования.

Таким образом, аналитически и экспериментально показано, что при наблюдении на наклонной трассе в пределах пучка лазерной подсветки можно выделить четыре характерных луча определенной длины: $L_{\text{нач}}$, $L_{\text{нач-100\%}}$, $L_{\text{кон-100\%}}$ и $L_{\text{кон}}$. Дана физическая интерпретация их возникновения. Экспериментальные измерения подтвердили справедливость полученных аналитических выражений.

1. Белоконев В. М., Волков В. Г., Саликов В. Л. // Прикл. физика. 2013. № 4. С. 16–22.
2. Laurenzis M. and Bacher E. // Applied Optics. 2011. Vol. 50. P. 3824–3828.
3. Xinwei Wang, Li Youfu, and Zhou Yan. // Applied Optics. 2013. Vol. 52. P. 7399–7406.
4. Piszczek M. // Acta Physica Polonica. 2013. Vol. A 124. P. 546–549.
5. Горобец В. А., Кабанов В. В., Кабашиников В. П. и др. // ЖПС. 2014. Т. 81, № 2. С. 283–291.
6. Горобец В. А., Кабанов В. В., Кабашиников В. П. и др. // ЖПС. 2015. Т. 82, № 1. С. 68–75.

СПУТНИКОВАЯ ПОИСКОВО-МОНИТОРИНГОВАЯ СИСТЕМА

И. П. Охрименко, П. В. Петров, Н. Н. Кольчевский

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kolchevsky@bsu.by

В данной работе рассматривается задача детектирования искусственного спутника с борта зондирующего спутника, у которого известны характеристики движения по орбите. Метод восстановления характеристик движения основан на исследовании временной зависимости интенсивности излучаемого сигнала детектируемым спутником. Характер временной зависимости позволяет сделать вывод об угловом положении орбиты и кинематических характеристиках детектируемого спутника.

Рассмотрим два спутника: детектируемый Х-спутник и зондирующий Y-спутник. В данной работе решается задача восстановления параметров орбиты спутников. Один с известным радиусом орбиты R_c , скоростью V_c и периодом обращения T_c . Второй с неизвестными параметрами орбиты R_a , V_a и T_a . Первый спутник обозначим С-спутником (от лат. *Constant*), второй – А-спутником (от лат. *Amissum*).

Интенсивность принимаемого сигнала $I(t)$ зависит от типа детектируемого сигнала, принципом его взаимодействия с А-спутником и угловым положением А-спутника относительно С-спутника. В простейшем случае интенсивность сигнала $I(t)$ убывает пропорционально квадрату расстояния между спутниками $r(t)$:

$$I = \frac{I_0}{r(t)^2}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность сигнала, излучаемая А-спутником.

Рассмотрим случай, когда орбиты спутников лежат в одной плоскости, и спутники движутся сонаправленно. Тогда расстояние между спутниками $r(t)$ можно выразить по теореме косинусов, через их радиусы орбит R_c и R_a :

$$r(t) = \sqrt{R_a^2 + R_c^2 - 2 \cdot R_a \cdot R_c \cdot \cos \varphi}, \quad (2)$$

где φ – угол, образуемый спутниками, относительно центра Земли.

Итоговая формула зависимости интенсивности I принимаемого сигнала от времени имеет вид:

$$I(r, t) = \frac{I_0}{r(t)^2} = \frac{I_0}{R_a^2 + R_c^2 - 2 \cdot R_a \cdot R_c \cdot \cos \varphi} \quad (3)$$

Построим графики зависимости интенсивности $I(t)$. Для расчёта возьмем значения ускорения свободного падения $g = 9.8 \text{ м/сек}^2$, радиус

С-спутника $R_c = 20\,000$ км, радиус Земли $R_e = 64\,000$ км и радиус А-спутника $R_a = 10\,000 - 100\,000$ км.

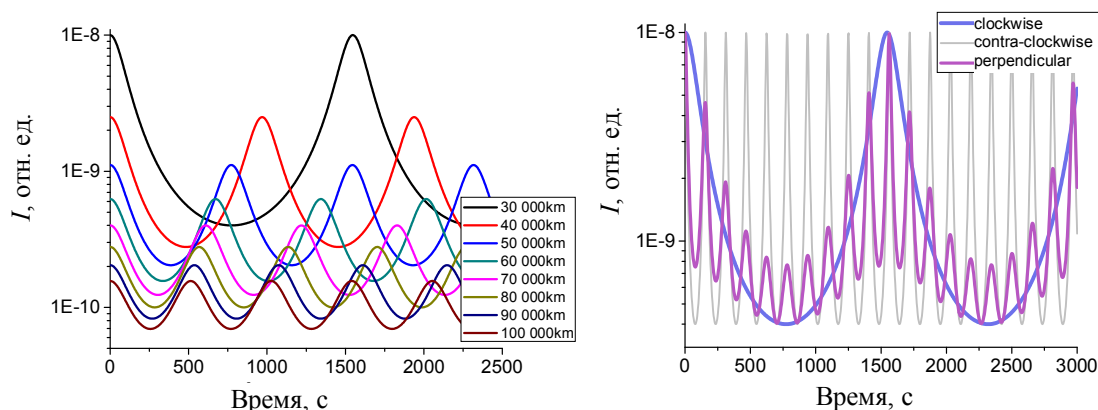


Рис. 1. Графики зависимости интенсивности принимаемого сигнала от времени $I(t)$ для R от 10 тыс. до 100 тыс. км

Временные зависимости интенсивностей периодичны. Анализируя их периодичность можно восстанавливать кинематические характеристики, определять относительное направление и скорость движения спутника. Анализ временной зависимости интенсивности позволяет восстанавливать относительное угловое положение орбит спутников. График интенсивности содержит участки с нулевой интенсивностью, связанные со скрыванием детектируемого спутника за земной поверхностью. Время детектирования определяет область значений параметров орбит и периоды обращения детектируемых спутников. Расчеты показывают, что при близком значении орбит детектируемого и зондирующего период сигнала стремится к бесконечности. Сигнал от таких спутников слабо меняется со временем или равен нулю, при условии экранирования сигнала земной поверхностью. Для построения спутниковой поисково-мониторинговой системы необходимо использовать несколько зондирующих спутников с разной высотой орбиты.

Зондирующий спутник должен расшифровывать принимаемый сигнал. Применение методов быстрого преобразования Фурье для анализа принимаемого сигнала позволяет определять относительные фазы и частоты периодических сигналов. Расчеты периодических сигналов показывает однозначную зависимость параметров сигналов от взаимного углового положения орбит, кинематических характеристик, и др.

1. Абламейко С. В., Саечников В. А. Спиридонов. А. А. Малые космические аппараты: пособие для студентов факультетов радиофизики и компьютер. технологий, мех.-мат. и геогр. Мн : БГУ, 2012. 159 с.

ВЕКТОРНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ДЕФОРМАЦИЙ НЕСУЩИХ КОНСТРУКЦИЙ

И. А. Гончаренко¹, А. И. Конойко², А. В. Ильюшонок¹, В. Н. Рябцев¹

¹Командно-инженерный институт МЧС Республики Беларусь, Минск

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: v.reabtsev@gmail.com

Явление интерференции света лежит в основе многих высокоточных измерительных систем и датчиков перемещения. Сдвиги и перемещения исследуемых конструкций приводят к растяжениям и изгибам жестко связанных с данными конструкциями волокон и волноводов. Это приводит к изменению направляющих свойств таких структур. Небольшие изменения параметров интерферометра приводят к заметному изменению структуры и формы интерференционной картины.

Нами предложен датчик на основе волоконно-оптических интерферометров, позволяющий измерять направление, величину и локализацию изгибов и напряжений несущих конструкций зданий и сооружений.

Структурная схема датчика представлена рис. 1. Деформация измеряемого объекта через соединительный стержень 10 передается на измерительные волокна 8, 9 и вызывает их изгиб, как показано на рис. 2. Радиусы изгибов измерительных волокон и, следовательно, величина их деформации и изменения в них оптического пути для излучения с длиной волны λ_1 и λ_2 будут отличаться в зависимости от направления изгиба. Поэтому фазовые характеристики световых потоков, идущих в обратном направлении от измерительных волокон, через Y-образный разветвитель с разделением по длинам волн 7 изменятся на соответствующие величины. Регулируемая линия задержки 15 с помощью перемещения зеркала меняет оптическую длину эталонного волокна 14. Оптические потоки отражаются от зеркального покрытия торца эталонного волокна 13 и от регулируемой линии задержки 15 и поступают обратно в X-образный разветвитель 12, где и интерферируют. Сигнал на каждой длине волны представляет собой три пика интенсивности (рис. 3). Центральный пик соответствует случаю, когда оптические пути в эталонных волокнах равны. Боковые пики соответствуют случаю, когда оптическая разность хода световых потоков в эталонных волокнах совпадает с оптической разностью хода световых потоков в опорном волокне 6 и в первом 8, либо втором 9 измерительном волокне для каждой из длин волн. Таким образом, для излучения с одной длиной волны расстояние между центральным и одним из боковых пиков соответствует величине оптической разности хода в опорном 6 и соответствующем первом 8 или втором 9 измеритель-

ных волокнах. Таким образом, изменение расстояния между центральным и одним из боковых пиков соответствует величине абсолютной деформации измерительного волокна. Радиусы изгибов измерительных волокон и, следовательно, величина их деформации будут отличаться в зависимости от направления изгиба. Поэтому расстояние между центральным и одним из боковых пиков на одной длине волны будет отличаться от расстояния между центральным и боковым пиками на другой длине волны. Сравнение расстояний между пиками на разных длинах волн позволяет определить, какое из измерительных волокон имеет больший радиус изгиба (подверглось большей деформации), т.е. определить направление деформации объекта. Усреднение расстояний между центральными и боковыми пиками на двух длинах волн позволяет измерять величину деформации объекта с повышенной точностью.

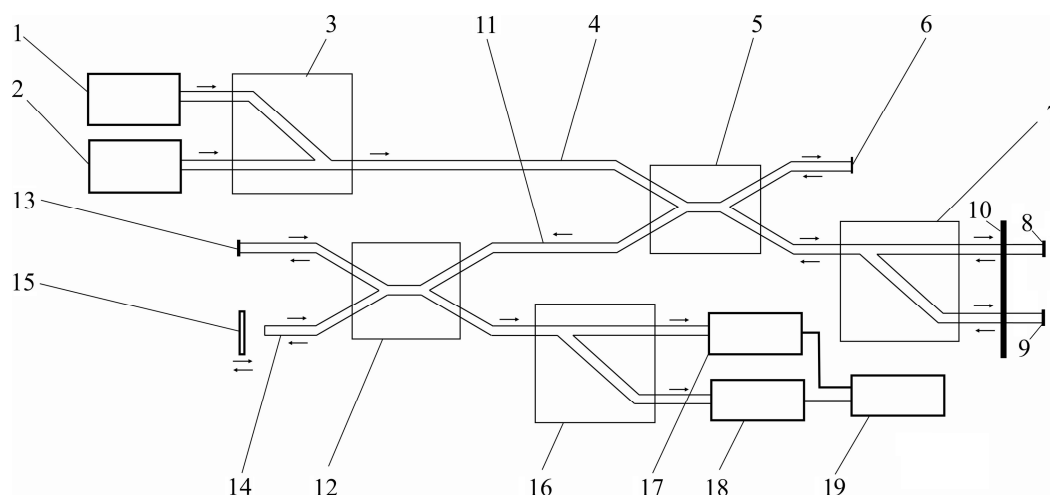


Рис. 1. Структурная схема волоконно-оптического векторного датчика изгибов

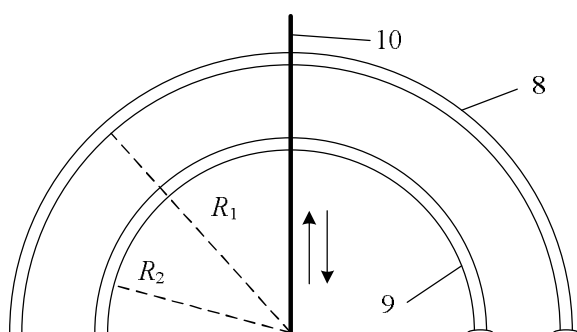


Рис. 2. Передача деформации измеряемого объекта на измерительные волокна

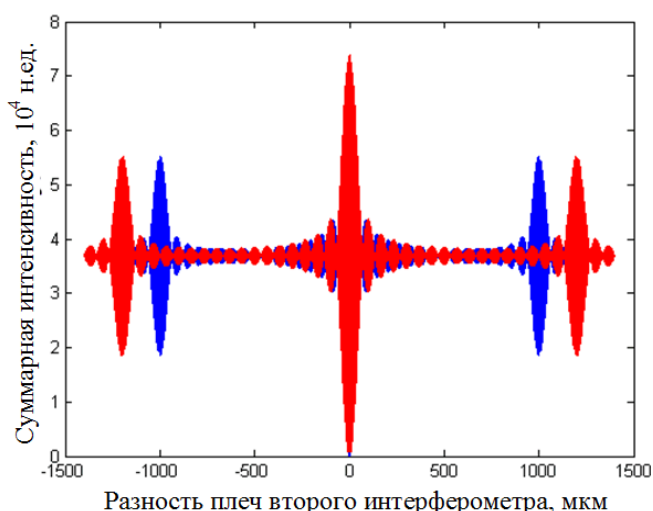


Рис. 3. Интерференционная картина на выходе второго интерферометра на двух длинах волн

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ ПАМЯТИ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТИПА

А. В. Поляков, А. А. Запольская

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: polyakov@bsu.by

Для осуществления высокоскоростной широкополосной системы обмена данными как между спутниками, так и с наземным сегментом все чаще предлагается использовать оптический диапазон. Одной из главных особенностей оптической системы по сравнению с радиосистемами являются существенно более узкие диаграммы направленности лучей и увеличенные коэффициенты усиления передающих оптических антенн (что позволяет получить большое отношение сигнал/шум и достичь очень высокой пропускной способности линий связи).

При высокоскоростной передаче информации для космического, а особенно для наземного сегмента спутниковых сетей связи, необходимо использовать специализированные быстродействующие буферные запоминающие устройства, позволяющие избежать потерь оптической информации при ее доставке конечному потребителю. Одним из перспективных направлений решения подобных задач является использование волоконно-оптических динамических запоминающих устройств (ВОДЗУ). Достоинством ВОДЗУ является то, что запись информационного потока в них осуществляется в реальном масштабе времени, а хранение данных в цифровой и аналоговой форме возможно в течение времени, необходимого для их последующей обработки. Кроме того, в оптоволоконных системах существует возможность организации по одному световоду одновременно нескольких информационных каналов, используя DWDM-технологии (плотное мультиплексирование с разделением по длинам волн лазерного излучения). Проведенные на основе существующей оптоэлектронной элементной базы исследования показали, что ВОДЗУ могут оперировать потоками информации со скоростями до 10 Гбит/с на один информационный канал при прямой модуляции инжекционных полупроводниковых источников излучения.

Нами разработана архитектура цифрового волоконно-оптического динамического запоминающего устройства со спектральным уплотнением информационных каналов. Отличительной особенностью данной структуры является использование, во-первых, комбинации стандартного одномодового волокна и волокна с отрицательной дисперсией, что позволило уменьшить результирующую хроматическую дисперсию более чем на два порядка, во-вторых, двух волоконно-оптических эрбиевых

усилителей, один из которых является линейным усилителем и компенсирует потери в петле рециркуляции, а второй представляет собой выходной усилитель мощности и позволяет исключить использование электронных усилителей на выходе каждого фотоприемника. С целью увеличения времени хранения информации 2R-регенерация (re-amplification+re-shaping) циркулирующих информационных сигналов осуществляется в оптическом диапазоне, что дает возможность работать с гигагерцовыми скоростями записи информационного потока и не осуществлять промежуточное периодическое преобразование сигналов из оптического диапазона в электрический и обратно. Поскольку ширина полосы усиления волоконных усилителей составляет 35–40 нм и спектральный интервал между информационными каналами равняется 0,8 нм, следовательно, запоминающее устройство позволяет проводить одновременную запись и считывание по 32 информационным каналам на разных длинах волн, при этом существует возможность организовать еще несколько дополнительных вспомогательных служебных каналов.

На основе разработанной математической модели проведено исследование динамики изменения длительности циркулирующих импульсов и информационных параметров ВОДЗУ в зависимости от числа спектральных каналов и скорости записи информации с учетом дисперсионных свойств волоконного световода, фазовой автомодуляции и эффекта межсимвольных помех. Проведены исследования эффекта разрушения оптических информационных полей в процессе хранения цифровой информации при спектральной и временной компрессии входных потоков. В качестве линии задержки использовался комбинированный световод с коррекцией хроматической дисперсии, состоящий из 20 км стандартного одномодового волокна (дисперсия 16,5 пс/нм·км на $\lambda = 1550$ нм) и 5 км компенсирующего волокна (дисперсия минус 66 пс/нм·км на $\lambda = 1550$ нм). Одним из критериев, по которым оцениваются информационные параметры ВОДЗУ, является условие $\tau/T_i \leq 0,6$, где τ – длительность информационных импульсов на входе решающего устройства, T_i – величина тактового интервала. В этом случае влиянием межсимвольных помех можно пренебречь. В результате проведенного численного моделирования получили, что для $k = 32$ время хранения информации равно $t_{xp1} = 1,2$ с ($B = 2,5$ Гбит/с) и $t_{xp2} = 0,25$ с ($B = 10$ Гбит/с) при условии, что вероятность ошибки BER не превышает 10^{-9} ; информационная емкость составляет $W_1 = 1,2$ Мбайт ($B = 2,5$ Гбит/с) и $W_2 = 4,8$ Мбайт ($B = 10$ Гбит/с), при этом время последовательного считывания всей информации не превышает 120 мкс.

ОПТОВОЛОКОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО МОНИТОРИНГА ПРИ НЕФТЕДОБЫЧЕ

А. В. Поляков, Т. Д. Прокопенкова

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: polyakov@bsu.by

В традиционной практике геофизические исследования и измерения в стволе нефтяной скважины выполняются с применением скважинных электронных термометров различных конструкций. Упомянутые системы термометрии имеют ряд недостатков. Существующие конструкции термометров являются, как правило, точечными. Для исследования теплового поля скважины в пределах заданной длины требуется перемещение термометра на соединительном кабеле или установка нескольких термометров. Конструкция скважинных термометров включает в себя сложные механические и электронные блоки, а в некоторых случаях и автономные источники питания, находящиеся непосредственно внутри скважины, что повышает риск возникновения взрывов и пожаров. Температурные исследования с применением традиционных термометров также становятся невозможными в скважинах сложной конструкции, включая многоствольные скважины и скважины с дополнительными горизонтальными стволами.

В последние годы в связи с конструктивной сложностью информационно-измерительных систем на основе традиционных электронных измерительных технологий, а также из-за существенного влияния на погрешность их измерений различных дестабилизирующих факторов проявляется значительный интерес к использованию волоконно-оптических датчиков. Кроме таких основных достоинств этих датчиков, как способность работать при воздействии интенсивных электрических и магнитных полей, стойкость к агрессивным средам, пожаро- и взрывобезопасность, не менее важным преимуществом является возможность создания на их основе распределенных (квазираспределенных) измерительных систем. Это значит, что один и тот же волоконно-оптический датчик может использоваться для выполнения измерений в большом количестве точек пространства.

Волоконно-оптическая система скважинной термометрии включает в себя волоконно-оптический кабель, который размещается в стволе скважины, и электронный блок управления и обработки данных, устанавливаемый на поверхности. В данном случае оптическое волокно является одновременно и датчиком температуры, и каналом передачи информации из ствола скважины на поверхность, при этом один такой прибор заменя-

ет множество датчиков температуры. Измерение теплового поля скважины производится посредством определения изменений под воздействием температуры физических параметров оптического излучения, распространяющегося по оптическому кабелю. Главной отличительной особенностью волоконно-оптической системы термометрии с распределенным датчиком температуры в сравнении с традиционными методами является одномоментное измерение профиля теплового поля по всей длине задействованного кабеля в реальном времени без перемещения датчика. Кроме того, следует отметить надежность и длительный срок работы волоконно-оптической измерительной системы, высокую стабильность и помехозащищенность кабеля-датчика, обеспечивающие работу устройства в течение межремонтного периода или жизни скважины.

Для одновременного измерения температуры в требуемых контролируемых точках скважин нами разработан квазираспределенный волоконно-оптический датчик температуры со спектральным разделением каналов. Чувствительным элементом является многомодовое волокно, разделенное на секции дихроичными зеркалами, играющими роль спектральных селективных отражающих элементов. Различные длины волн и спектрально-селективные элементы используются для того, чтобы не только измерять температуру, но и локализовать пространственный отрезок волокна, на котором эта температура действует. Измерения для каждой секции, соответствующей определенной длине волны, осуществляются по частоте рециркуляции одиночного импульса с периодическим восстановлением на каждом цикле рециркуляции. Принцип измерений основан на том, что воздействие температуры приводит к изменению длины и показателя преломления волокна, в результате чего изменяется частота рециркуляции. На каждом цикле рециркуляции осуществляется так называемая $2R$ -регенерация (re-amplification+re-shaping), т. е. происходит восстановление информационного импульса по форме, амплитуде и длительности, что позволяет поддерживать процесс рециркуляции неограниченно долго. Проведенные оценки показали, что погрешность измерений температуры не превышает $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ при времени измерения 1 с, при этом максимальная измеряемая температура составляет $+400\text{ }^{\circ}\text{C}$ для длины волоконно-оптического измерительного преобразователя в несколько километров при использовании многомодовых градиентных волоконных световодов с металлическим покрытием.

МЕТОД НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКО-ВОЛОКОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОДИНАМИЧНЫХ ДВУХФАЗНЫХ РАСSEИВАЮЩИХ СРЕД

В. И. Иванов, Н. И. Иванов

НИИ ядерных проблем Белорусского государственного
университета, Минск

E-mail: ivanov.inp@gmail.com

Рассматривается метод зондовой оптико-волоконной диагностики (ОВД) высокоскоростных двухфазных потоков для диагностики паросодержания водного теплоносителя в реакторах АЭС, исследования спектра размеров аэрозольных атмосферных фракций с беспилотных летательных аппаратов (БЛА) и ряда других задач. Модель ОВД основана на исследовании двухфазных потоков в непосредственной близости к приемно-излучающей апертуре A_d оптико-волоконного свето-водного сенсора (ОВС) с использованием низкокогерентного излучения лазерных диодов. Линейку ОВС располагают перпендикулярно вектору скорости $\vec{W}_{p.i}$ диагностируемых потоков и анализируют длительности отраженных лазерных сигналов $U_i(\tau)$ от одиночных фрагментов (ОФ) в несущей фазе: паровых пузырьков в водной фазе теплоносителя, аэрозольных частиц различной природы в атмосфере, твердых частиц в аэродинамических потоках. В общем виде длительность τ_i отраженного лазерного сигнала (импульса) $U_i(\tau)$ от ОФ на выходе ОВС определяется соотношением

$$\tau_i = \tau_{f.i+} + \tau_{f.i-} + \tau_{p.i} = 2\tau_{f.i} + \tau_{p.i} , \quad (1)$$

где $\tau_{f.i+}$, $\tau_{f.i-}$ – длительности переднего и заднего фронтов импульса, обусловленных временами вхождения в зону апертуры A_d и выхода из зоны A_d ОФ, соответственно; $\tau_{p.i}$ – время нахождения всего ОФ в зоне апертуры A_d

$$\tau_{f.i} = \tau_{f.i+} = \tau_{f.i-} = A_d / \vec{W}_{p.i} , \quad (2)$$

$$\tau_{p.i} = (D_{p.i} - A_d) / \vec{W}_{p.i} , \quad (3)$$

$$\tau_i = 2A_d / \vec{W}_{p.i} + (D_{p.i} - A_d) / \vec{W}_{p.i} , \quad (4)$$

где $D_{p.i}$ – линейный размер ОФ в направлении вектора скорости его движения $\vec{W}_{p.i}$; A_d – диаметр апертуры одиночного ОВС, $A_d \leq D_{p.i.min}$.

Оценка длительности информационных импульсов $U_i(\tau)$ осуществляется при двух параметрах дискриминации k_i по уровню

$$k_i = (U_{g.i} - U_{min.i}) / U_{m.i} ; \quad k_2 = 1 - k_1 , \quad (5)$$

где $U_{g.i}$ – уровень дискриминации; $U_{min.i}$ и $U_{m.i}$ – минимальное значение и амплитуда i -того сигнального импульса $U(\tau_i)$, соответственно. $U_{m.i} = U_{max.i} - U_{min.i}$ – амплитуда сигнального импульса.

С учетом k_i , отношение длительности фронтов сигнального импульса $\tau_{f.i}(U_{g.i})$ на уровне дискриминации $U_{g.i}$ к длительности фронтов импульса по его основанию τ_f определяются отношением

$$\tau_{f.i}(U_{g.i})/\tau_f = k_i U_{m.i}/U_{m.i} = k_i. \quad (6)$$

Из уравнения (2) с учетом уравнения (6) длительности фронтов сигнального импульса на произвольном уровне дискриминации можно представить в виде

$$\tau_{f.i}(U_{g.i}) = \tau_{f.i+}(U_{g.i}) = \tau_{f.i-}(U_{g.i})\tau_{f.i} = k_i(A_d/W_{p.i}). \quad (7)$$

На основании уравнений (4) и (7) длительность импульсов информационных сигналов τ_i для различных значений k_i , равна:

$$\tau_i(k_i) = D_{p.i}/W_{p.i} + A_d(2k_i - 1)/W_{p.i}. \quad (8)$$

В соответствии с условием (5) $k_2 = 1 - k_1$ и уравнения (8) длительности сигнальных импульсов с параметрами дискриминации k_1 и k_2 соответственно равны:

$$\tau_i(k_1) = D_{p.i}/W_{p.i} + A_d(2k_1 - 1)/W_{p.i}, \quad (9)$$

$$\tau_i(k_2) = D_{p.i}/W_{p.i} + A_d(1 - 2k_1)/W_{p.i}, \quad (10)$$

Значения скорости и линейные размеры ОФ (спектр размеров) определяются из уравнений (9) и (10) в виде:

$$W_{p.i} = 2A_d(2k_1 - 1)/[\tau_i(k_1) - \tau_i(k_2)], \quad (11)$$

$$D_{p.i} = \{[\tau_i(k_1) + \tau_i(k_2)]/[\tau_i(k_1) - \tau_i(k_2)]\} A_d(2k_1 - 1). \quad (12)$$

Метод обеспечивает многопараметровую диагностику двухфазных потоков различных рассеивающих сред с определением спектра размеров ОФ, концентрации ОФ в несущей фазе, скорости границы раздела фаз в диапазоне скоростей от 5–10 мм/с до 100 м/с. Минимальный определяемый размер ОФ при соотношении сигнал/шум 10 составляет 1 мкм и 3 мкм при соотношении сигнал/шум 3–5.

В докладе рассматриваются точностные характеристики метода и особенности его реализации для стационарных платформ и платформ БЛА.

ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ОПТОВОЛОКОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. Г. Смирнов, Д. С. Филимоненко, В. М. Ясинский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: yasin@dragon.bas-net.by

В случае использования фотонно-кристаллического оптоволокна с полыми каналами задача соединения такого оптоволокна с оптическими разъемами значительно усложняется. Это связано с тем, что при заклеивке оптоволокна в разъем и дальнейшей полировке торца оптоволокна в полые полости оптоволокна попадает жидкость полировального раствора, что приводит к значительному изменению свойств фотонно-кристаллического оптоволокна.

В связи с этим возникает задача закрытия полых каналов фотонно-кристаллического оптоволокна на этапе соединения волокна с оптическим разъемом. Это может быть реализовано путем оплавления торца оптоволокна таким образом, чтобы пустые каналы были закрыты за счет расплавленного кварца. Процедуру оплавления торца оптоволокна, видимо, можно было бы решить, используя станок для сварки оптических волокон. Однако, мы не располагали такой возможностью. Поэтому для решения этой задачи была собрана установка на основе CO_2 лазера. Схема установки представлена на рис. 1.

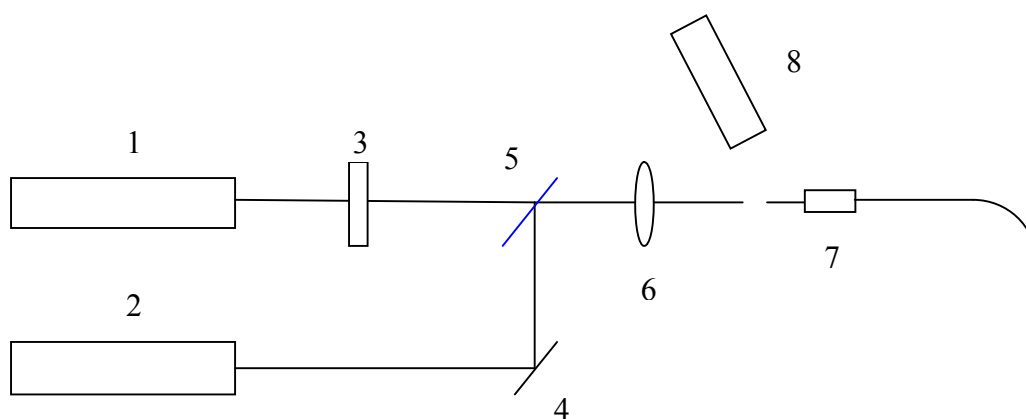


Рис. 1. Схема установки на основе CO_2 лазера: 1 – CO_2 лазер ($\lambda = 10,6$ мкм.), 2 – He-Ne лазер, 3 – поляризатор, 4 – поворотное зеркало, 5 – светоделитель, 6 – линза на основе BaF_2 , 7 – оптический разъем с оптоволокном, 8 – оптический микроскоп с видеокамерой.

В качестве CO_2 лазера использовался непрерывный лазер типа ЛГ-23 с выходной мощностью порядка 3 Вт. He-Ne лазер использовался для визуализации направления распространения ИК излучения. Зеркало 4 и

светоделитель 5 из BaF_2 служили для пространственного совмещения видимого и ИК излучения. Поляризатор 3 служил для регулировки мощности ИК излучения. Линза 6 из BaF_2 служила для фокусировки ИК и видимого излучения. Оптический разъем с оптоволоком был укреплен на трехкоординатной подвижке, которая позволяла прецизионно перемещать торец оптоволокну относительно фокуса линзы. Микроскоп 8 с видеокамерой позволял наблюдать перемещение торца оптоволокну относительно фокуса линзы.

Было установлено, что при совмещении торца оптоволокну с фокусом линзы, где интенсивность ИК излучения максимальна, происходит разогрев оптоволокну и его плавление. При плавлении происходит уменьшение длины оптоволокну выступающей из торца феррулы оптического разъема. Это уменьшение длины оптоволокну, видимо, связано с тем, что расплавленная часть оптоволокну падает вниз в виде капель, а на оставшейся части оптоволокну формируется шарик из кварца (рис. 2), который закрывает (заплавляет) полые каналы фотонно-кристаллического волокна.

Та же установка была использована для изготовления специальным образом изогнутых “кантилеверных зондов” для сканирующего ближне-полевого оптического микроскопа (СБОМ) (рис. 3). При локальном разогреве кварцевого волокна вблизи острия до температуры плавления происходит изгиба зондов, причем меняя мощность падающего лазерного излучения можно контролировать угол изгиба и длину загнутой части СБОМ-зонда. Применение такого рода зондов позволяет реализовать неконтактный режим исследования образцов методом СБОМ, который характеризуется меньшей силой взаимодействия между зондом и образцом, что существенно увеличивает срок службы зонда и предотвращает повреждение образцов, особенно биологических объектов.

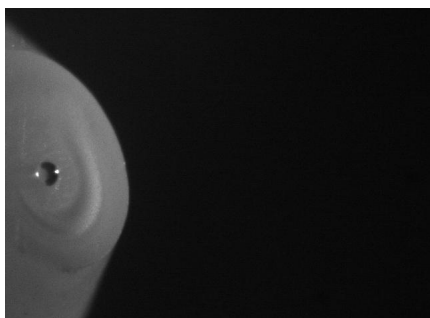


Рис. 2. Вид заплавленного торца оптоволокну, выступающего из феррулы оптического разъема

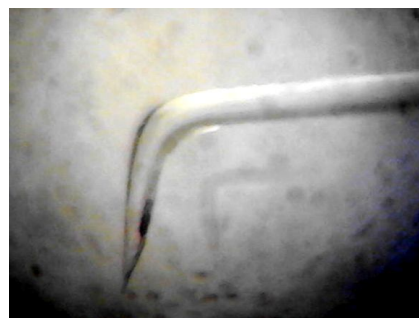


Рис. 3. Кантилеверный СБОМ-зонд

КОГЕРЕНТНЫЕ СПОСОБЫ ОБРАБОТКИ СНИМКОВ РАСФОКУСИРОВАННЫХ РЕШЕТОК

С. С. Ануфрик, А. И. Буть, И. А. Лявшук, А. М. Ляликов,

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: bai@grsu.by

Метод расфокусированных решеток или Тальбот-метод, как разновидность теневого метода, используется при исследовании фазовых объектов для получения информации о распределении производной показателя преломления [1–3]. Преимуществом метода является то, что он позволяет исследовать объекты, занимающие большие пространства, является достаточно простым в реализации. Результирующая теневая картина представляет собой изображение решетки искаженное фазовыми неоднородностями объекта, а смещение полос в изображении связано с величиной угла отклонения лучей в соответствующей точке фазового объекта. Однако когда неоднородности вызывают сильные деформации решетки в результирующей теневой картине, то расшифровка таких картин затруднена, а наличия aberrаций оптики или дефектов структуры визуализирующей решетки внесут дополнительную систематическую погрешность в измерения.

Для повышения информативности метода и компенсации aberrаций оптики и дефектов решетки, в работе предлагается при когерентной оптической обработке искаженного изображения двумерной амплитудной решетки использовать фильтрацию волн, а также использовать дополнительный эталонный снимок. Для осуществления произвольной настройки полос, в результирующей картине, характеризующей взаимно перпендикулярные составляющие градиента показателя преломления и повышения чувствительности метода, предлагается использовать отдельную перезапись информации со снимка расфокусированной решетки, искаженного неоднородностями исследуемого фазового объекта, на двухэкспозиционную голограмму и их последующую оптическую обработку. Если голограммы регистрировать при нелинейных условиях, то при их последующей обработке способ позволит повысить чувствительность измерений.

1. Ляликов А. М., Серенко М. Ю. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76, № 5. С. 810–813.
2. Wang A., Gill P., Molnar A. // Optical Society of America. 2009. Vol. 48, № 31. P. 5897–5905.
3. Пенязьков О. Г., Храмцов П. П., Шатан И. Н., и др. // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86, № 2. С. 247–255.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОЙ АПЕРТУРЫ В ДИСПЕРСИОННОМ ЗЕРКАЛЬНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ С ОСЕВЫМ ПРОХОЖДЕНИЕМ СВЕТОВОГО ПУЧКА

И. М. Гулис, А. Г. Купреев

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kupreev@bsu.by

Осевое прохождение светового пучка через зеркальные объективы позволяет существенно уменьшить внеосевые aberrации дисперсионного спектрометра [1]. В работе [2] нами были предложены схемные решения светосильных дисперсионных спектрометров с протяженной спектральной разверткой, экранирование линейного детектора от коллимированного пучка в которых осуществляется краем выходной апертуры. В варианте с вынесением камерного объектива из плоскости системы (см. рис. 1) излучение вводится в систему через отверстие в центре плоского зеркала 1, наклоненного в плоскости системы и направляющего коллимированный световой пучок от объектива 2 на дифракционную решетку 3. Центр камерного объектива 4 расположен в плоскости, ортогональной плоскости дисперсии и содержащей центры дифракционной решетки и выходной апертуры. Плоское зеркало 5 с выходной апертурой направляет диспергированные пучки на объектив 4.

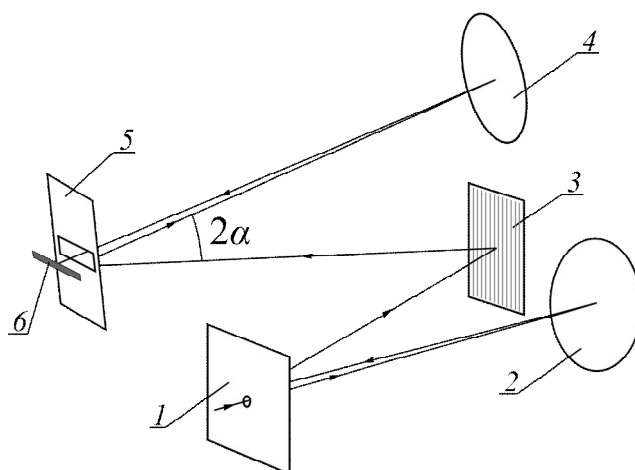


Рис. 1. Оптическая система спектрометра с осевым прохождением
с вынесением камерного объектива из плоскости системы

1 – плоское зеркало с входным отверстием, 2 – коллиматорный зеркальный объектив,
3 – дифракционная решетка, 4 – камерный зеркальный объектив, 5 – плоское зеркало
с выходной апертурой, 6 – детектор

Длинная сторона линейного детектора ориентируется параллельно линии пересечения плоскости системы и зеркала 5, делая возможным приближение детектора к отражающей поверхности зеркала на расстояние, ограничиваемое толщиной подложки и габаритами детектора.

Выбор угла «выхода из плоскости» 2α (угол между падающим и отраженным от зеркала 5 главным лучом) определяется компромиссом между экранированием детектора от диспергированных пучков (чем больше α , тем ниже детектор относительно края апертуры и лучше экранирование) и высотой апертурного отверстия (чем больше α , тем выше отверстие и больше затенение пучка). Нами показано, что для экранирования детектора при небольших α должно выполняться условие

$$\operatorname{tg} \gamma \leq \frac{\sin 2\alpha}{1 - 2\sin^2 \alpha} \approx \sin 2\alpha, \quad (1)$$

где γ – апертурный угол светового пучка. В рассматриваемой системе дополнительным фактором, ограничивающим α снизу, является высота коллимированного пучка на дифракционной решетке 3 и камерном объективе 4. Для избегания пространственного перекрытия решетки и объектива необходимо, чтобы

$$2\sin \gamma \leq \sin 2\alpha. \quad (2)$$

Если это неравенство выполняется, то заведомо выполняется (1). Поэтому в оптической системе без затенения при экранировании краем апертуры детектора высота апертурного отверстия больше минимально необходимой. Эту высоту можно рассчитать по формуле

$$H = \frac{L_{\text{dist}} \sin 2\gamma}{\cos(\gamma + \alpha) \cos(\gamma - \alpha)}, \quad (3)$$

где L_{dist} – расстояние от изображения до отражающей поверхности зеркала 5. Длина апертурного отверстия рассчитывается как

$$W = w_{\text{detector}} + L_{\text{dist}} \sin 2\gamma, \quad (4)$$

где w_{detector} – длина детектора.

Полученные соотношения позволяют оценить размеры и площадь апертурного отверстия, что необходимо для моделирования предложенной оптической системы, а также для расчета потерь света из-за затенения и компенсирующего увеличения номинальной числовой апертуры.

1. Тарасов К. И. Спектральные приборы. Л.: Машиностроение, 1977. 368 с.
2. Гулис И. М., Купреев А. Г. // Весн. Беларус. дзярж. ун-та. Сер. 1. 2008. № 3. С. 11–15.

МЕТОДЫ НАХОЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ ДИФфуЗНО ОТРАЖЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Т. А. Железнякова¹, В. А. Базылевич¹, А. А. Рыжевич², С. В. Солоневич²

¹ Белорусский государственный университет, Минск

² Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: zhelez@bsu.by; a.ryzhevich@dragon.bas-net.by

Для решения некоторых профилометрических задач необходимо определять положение оптической оси лазерного пучка, отраженного от поверхности объекта. При хорошем качестве отражающей поверхности и лазерного пучка, распределение интенсивности в сечении которого хорошо описывается функцией Гаусса, это не представляет большой трудности, поскольку максимум интенсивности соответствует местонахождению оси. Однако при диффузном отражении от неполированной, шероховатой поверхности по причине высокой степени когерентности лазерного излучения распределение интенсивности в поперечном сечении диффузно отраженного светового пучка представляет собой множество небольших по размеру световых пятен – спеклов, каждый из которых имеет не менее одного локального максимума интенсивности. Сделав аппроксимацию распределения интенсивности двумерной функцией Гаусса, например с помощью встроенных инструментов программы Origin 8.0, можно достаточно точно определить положение оси диффузно отраженного пучка. Такой метод может быть использован даже тогда, когда ось пучка выходит за границы чувствительного элемента CCD-камеры. Отчёт программы о результатах аппроксимации содержит средние значения всех коэффициентов в аппроксимирующей функции, стандартные ошибки этих величин, а также сведения о пригодности полученной функции для описания этих конкретных данных. Аппроксимация интенсивности пучка двумерной функцией Гаусса является очень информативным методом, однако требует значительных затрат времени (не менее 16 мин на кадр 768 x 576 для процессора i5-4460, 3.20 ГГц), что неприемлемо для определения положения оси отраженного пучка при сканировании поверхностей в реальных условиях производства или в ремонтных мастерских. Это обстоятельство стало поводом для поиска более быстрых методов определения местоположения оси диффузно отраженного пучка.

Более быстрым методом является аппроксимация распределения интенсивности одномерными функциями Гаусса с помощью встроенных инструментов программного пакета MatLab R2013a (менее 1 с на кадр). Исходный графический файл сохраняется в виде матрицы значений, про-

порциональных освещенности каждого пиксела CCD-камеры. Для определения x -координаты центра пучка x_c производится суммирование элементов в каждом столбце матрицы по отдельности, результатом суммирования является вектор-строка. Далее производится аппроксимация значений данного вектора одномерной функцией Гаусса с помощью встроенных инструментов пакета MatLab R2013a. Из возвращаемого программой объекта извлекается информация о значении x_c и прочих параметрах. Аналогичные действия проводятся для определения y -координаты центра пучка y_c , разница только в том, что на этот раз суммирование элементов матрицы производится отдельно для каждой строки (вектор-столбец в результате). Для оперативной верификации значения аппроксимирующей функции выводятся на один график с экспериментальными данными (см. рис. 1).

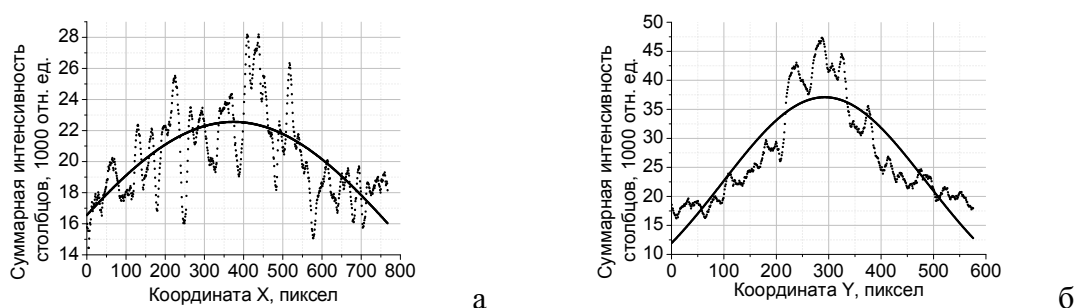


Рис. 1. Одномерные функции Гаусса, построенные в MatLab R2013a:
а – по координате X ; б – по координате Y

Конечно, при реализации такого метода почти полностью теряется информация о геометрических размерах пучка, его эллиптичности, однако скорость реализации второго метода гораздо выше, чем первого.

Для интерактивного определения положения центра отражённого пучка оказалось наиболее целесообразным использовать метод поиска центра интенсивностей, аналогичный методу поиска центра масс плоской фигуры. Процедура обнуления сигнала при недостижении порога значимости позволяет сократить до необходимого минимума время вычислений (менее 0,1 с на кадр), благодаря чему становится возможным производить различного рода измерения в реальном режиме времени.

Результаты, полученные с помощью всех трех методов близки друг к другу, поэтому выбор одного из них для конкретной работы определяется требованиями к скорости и информативности метода. Все указанные методы могут применяться в сканирующей профилометрии для определения отклонения плоских шероховатых металлических поверхностей от прямолинейной образующей.

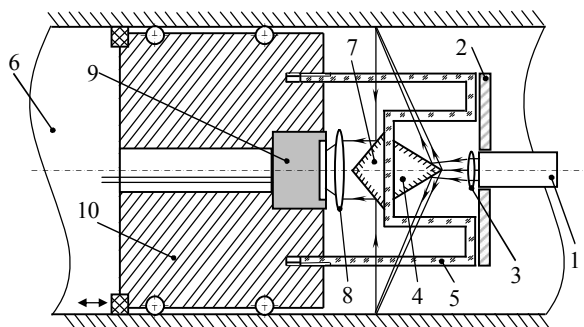
УСТРОЙСТВО ДЛЯ ДЕФЕКТОСКОПИИ ПОКРЫТИЯ НА ВНУТРЕННЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. Рыжевич, С. В. Солоневич, А. Г. Смирнов, В. Е. Лепарский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by

Для проверки состояния покрытия на внутренней цилиндрической поверхности (например, внутри трубы большого диаметра) нами разработано устройство, схема которого показана на рисунке. Коллимированный световой пучок от полупроводникового лазерного модуля 1, закрепленного в юстировочном приспособлении 2, фокусируется в виде тонкого светового кольца на внутреннюю цилиндрическую поверхность покрытия тестируемого объекта 6 с помощью положительной сферической линзы 3 и конического зеркала 4. Зеркало 4 крепится основанием на прозрачном для используемого излучения стекане 5 сложной формы. Рассеянный поверхностью по направлению к оси цилиндра свет отражается коническим зеркалом 7 на объектив 8, который в свою очередь проецирует его на чувствительный элемент CCD-камеры 9. CCD-камера регистрирует распределение интенсивности рассеянного света в виде кольца, после чего производится смещение всего устройства, закрепленного в подвижном модуле 10, на определенное расстояние вдоль оси цилиндра и начинается следующий цикл, состоящий из регистрации распределения интенсивности и последующего смещения модуля 10.



Конструкция устройства для дефектоскопии покрытий на внутренних цилиндрических поверхностях (номерные позиции рисунка описаны в тексте).

При наличии дефектов в виде сколов или царапин на поверхности покрытия происходит изменение интенсивности диффузно рассеянного света по сравнению с диффузно рассеянным пучком от покрытия без дефектов. В зависимости от коэффициентов поглощения материалов покрытия и основы контролируемого объекта интенсивность рассеянного света может уменьшаться либо падать, благо-

даря чему после компьютерной обработки данных фиксируются положение и контуры дефекта.

В некоторых случаях предложенное устройство может быть сконструировано таким образом, что ему не будет требоваться непосредственный контакт с исследуемой поверхностью.

УСТРОЙСТВО НА ОСНОВЕ ДВУОСНОГО КРИСТАЛЛА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ РАДИАЛЬНО ИЛИ АЗИМУТАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

А. А. Рыжевич¹, С. В. Солоневич¹, Н. А. Хило¹, И. В. Балыкин^{1,2}

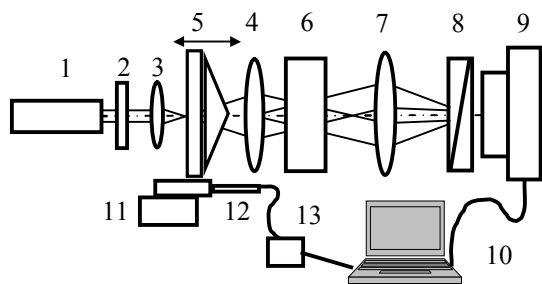
¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by

В настоящее время наблюдается рост интереса к световым пучкам, обладающим азимутальной (векторы электрической составляющей перпендикулярны направлению распространения электромагнитной волны и при этом лежат на касательных к окружностям, центры которых находятся на оптической оси пучка), и особенно радиальной поляризации (векторы электрической составляющей поля лежат на лучах, радиально расходящихся от оптической оси пучка). Интерес к данным пучкам объясняется, прежде всего, инвариантностью особенностей их отражения от цилиндрических и конических поверхностей даже при больших углах падения, благодаря чему можно производить контроль качества изделий, имеющих аксиальную симметрию, с большей точностью, чем с помощью линейно поляризованных световых пучков, а также формировать аксиально симметричные перетяжки линзовыми системами с высокой числовой апертурой. Радиально поляризованные пучки, сфокусированные объективами с высокой числовой апертурой, имеют в фокусе сильную нераспространяющуюся продольную составляющую электрического поля и могут обеспечить существенно меньшие размеры светового пятна в фокусной плоскости по сравнению с линейно и циркулярно поляризованными пучками, благодаря чему позволяют обеспечить высокую точность лазерной обработки материалов, высокую плотность мощности в месте взаимодействия излучения с веществом. Кроме того, они могут быть использованы для захвата и манипуляции частицами меньших размеров, чем это возможно с пучками, имеющими линейную или циркулярную поляризацию.

Нами предложено устройство для формирования радиально или азимутально поляризованных световых пучков с электронно-механическим узлом, позволяющим осуществлять плавную подстройку угла конусности конического пучка, падающего на кристалл с целью полного преобразования линейно поляризованного светового пучка в радиально или азимутально поляризованный. Схема устройства показана на рисунке.



Конструкция устройства для формирования радиально или азимутально поляризованного светового пучка (номерные позиции рисунка описаны в тексте)

В качестве лазера 1 может использоваться любой лазер, генерирующий монохроматическое излучение. Лазерное излучение должно быть линейно поляризовано. Электрический вектор электромагнитного поля излучения лазера должен быть для определенности ориентирован либо вертикально, либо горизонтально. Поворотом на 90° полуволновой пластинки 2 можно переключать ориентацию вектора с горизонтальной на вертикальную или наоборот. Затем линейно поляризованный световой пучок пропускается через систему из двух положительных линз 3 и 4, составляющих телескоп. Между ними размещается коническая линза (аксикон) 5, формирующая конический световой пучок, проходящий через двусный кристалл КТР либо КГВ 6, кристаллографическая ось X которого лежит в плоскости его оптических осей (бинормалей) и перпендикулярна той бинормали, вдоль которой ориентирован кристалл. Ось Y кристалла перпендикулярна оси X кристалла и перпендикулярна плоскости бинормалей кристалла. Если плоскость колебаний напряженности электрического поля входного пучка параллельна оси X кристалла, на выходе из кристалла получают радиально поляризованный конический световой пучок, если плоскость колебаний напряженности электрического поля входящего светового пучка параллельна оси Y кристалла, на выходе получают азимутально поляризованный конический световой пучок. С помощью положительной сферической линзы 7 конический пучок можно преобразовать в фокусной плоскости линзы в кольцевое поле, характеристики которого, в т.ч. поляризация, определяются посредством поляризатора-анализатора 8 и CCD-камеры 9, сопряженной с компьютером 10. Плавное изменение угла конусности конического пучка достигается перемещением аксикона 5 внутри телескопа с помощью электромеханического узла, состоящего из механического транслятора 11, моторизованного актуатора 12 модели Z825B (производства «Thorlabs», США) и контроллера двигателя 13, сопряженного с компьютером 10. Наличие данного электромеханического узла позволяет механизировать и упростить процесс подстройки угла конусности пучка, исключив грубые касания, искажающие оптическую схему.

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СПЕКТРА СИГНАЛОВ ДИСТАНЦИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКЛ-ВИБРОМЕТРИИ

В. И. Иванов, Н. И. Иванов

НИИ ядерных проблем Белорусского государственного
университета, Минск

E-mail: ivanov.inp@gmail.com

Без ограничения общности в предположении, что вектор градиента $\nabla f(0)$ виброколебаний поверхности лежит в одной из координатных плоскостей, получено выражение для оценки нормированного среднего квадрата модуля амплитуды G_m , которая характеризует относительную долю мощности, сосредоточенную в m -той гармонике спектра отраженного лазерного сигнала при одномодовом характере виброколебаний с частотой акустической моды W_o

$$G_m = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{x^2}{2}} J_m(Vx) dx,$$

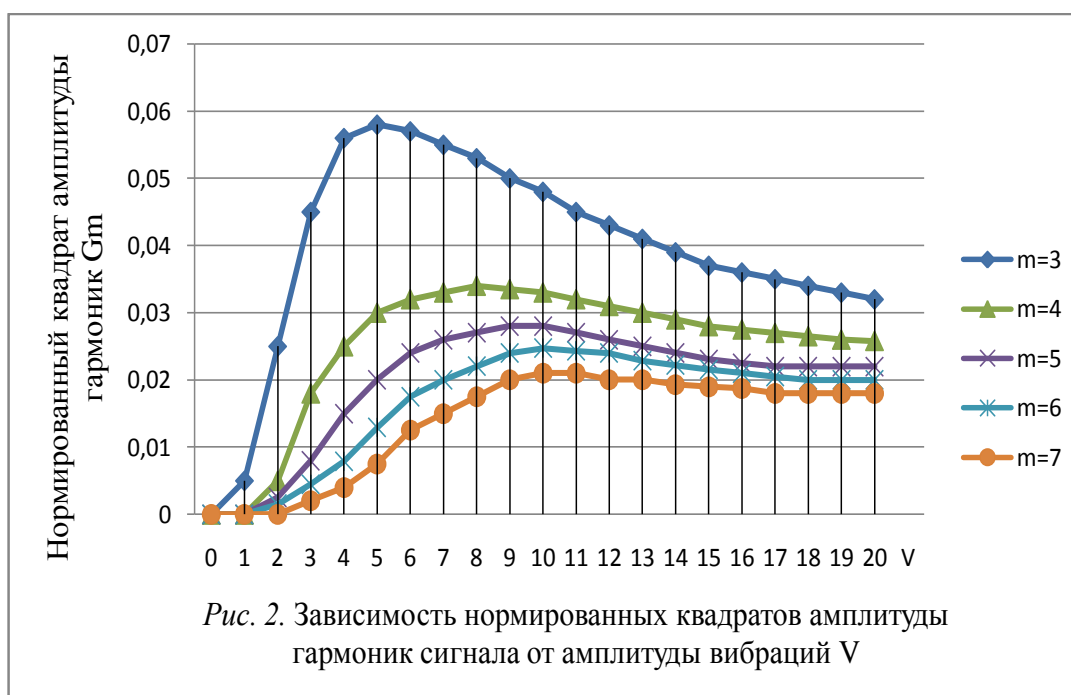
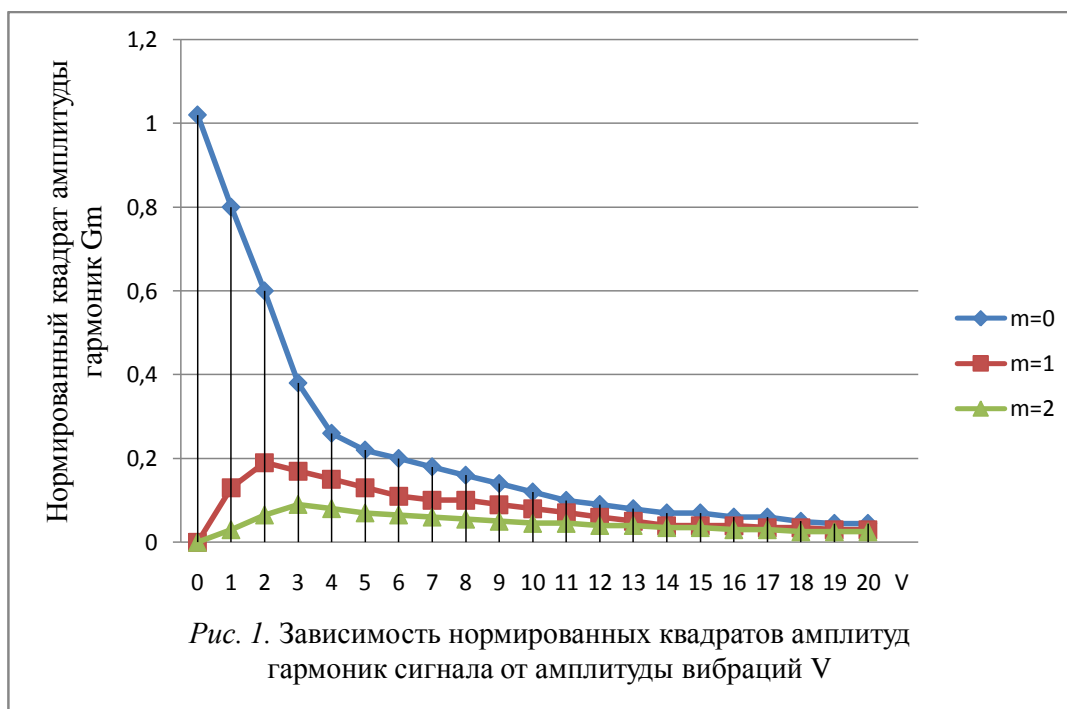
где $J_m(Vx)$ – функция Бесселя первого рода; $V = 2k\rho_o A_o$ – амплитуда вибраций; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ρ_o – параметр, характеризующий линейное разрешение приемной оптики; $A_o = |(\nabla f(0))|$ – амплитуда угловых колебаний вектора нормали к поверхности в точке наблюдения.

Результаты численного моделирования приведены на рис. 1, рис. 2. и хорошо согласуются с экспериментальными данными.

С возрастанием амплитуды вибраций в спектре принимаемого сигнала появляются гармоники основной частоты все более высокого порядка, а разброс амплитуд гармоник различных порядков уменьшается, хотя форма спектра сохраняет монотонный спадающий характер.

Если $V \lesssim 1$, то смещение спекл-структуры поля оказывается меньше характерного размера спеклов, поэтому интенсивность в данной точке модулируется пропорционально угловым колебаниям поверхности, а глубина модуляции зависит от градиента спекл-поля в точке наблюдения и амплитуды колебаний.

С увеличением амплитуды угловых колебаний поверхности $V \gg 1$ возрастают и периодические смещения спекл-структуры поля. В результате, за половину периода виброколебания точку наблюдения пересечет большое число отдельных спеклов, что эквивалентно возрастанию вклада в спектр отраженного лазерного сигнала высших гармоник $m > 1$ ($m = 0$ – постоянная составляющая отраженного сигнала).



Данные особенности спектра отраженных сигналов следует учитывать при интерпретации результатов дистанционной лазерной спекл-виброметрии, так как даже в случае одномодового характера вибраций в спектре содержатся гармоники основной частоты, влияние которых возрастает с увеличением амплитуды виброколебаний и которые ошибочно можно принять за признаки многомодовой вибрации.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИКРОКОЛЕБАНИЙ ПО СПЕКТРУ СИГНАЛА САМОСМЕШЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

Е. Д. Карих

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: karikh@bsu.by

В работе [1] описан лазерный виброметр с модуляцией длины волны излучения, что расширило диапазон измеряемых амплитуд, но привело к усложнению схемы формирования и обработки сигнала. Нами предложен более простой способ определения частоты и амплитуды микровибраций по измеренному спектру мощности сигнала самосмещения. Схема датчика приведена в работе [2]. На основе математической модели отклика встроенного в лазерный модуль *pin*-фотодиода показано, что частота микровибраций отражающего объекта f_v равна наименьшей частоте f_α в спектре сигнала самосмещения ($f_v = f_\alpha$) (рис. 1).

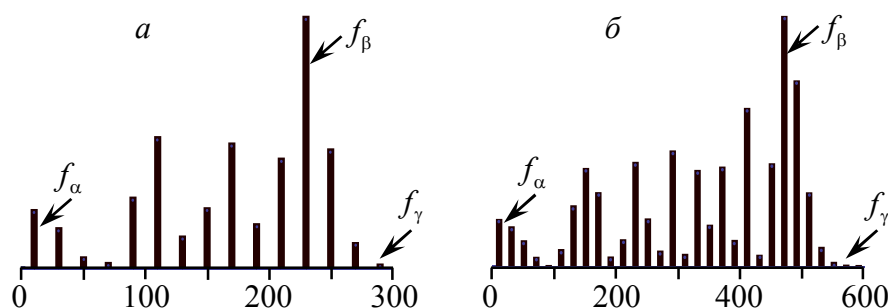


Рис. 1. Спектры мощности сигнала самосмещения в инжекционном лазере при микровибрации внешнего отражателя с частотой 10 Гц и различной амплитудой: $x_0 = 2\lambda$ (а); $x_0 = 4\lambda$ (б)

Амплитуда микровибраций x_0/λ может быть определена по положению спектральной составляющей с наибольшей мощностью (f_β):

$$x_0/\lambda = 10^{-2} \bar{\sigma}_\beta f_\beta / f_\alpha, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_\beta = 8,4$. В диапазоне $x_0/\lambda = 2 \dots 20$ формула (1) обеспечивает точность определения x_0/λ не хуже $\pm 3,6 \%$. Показано, что оценка амплитуды может быть получена и по наивысшей частоте f_γ в измеренном спектре. Однако надежность правильного определения частоты f_γ ниже, чем частоты f_β , из-за меньшей мощности этой спектральной составляющей.

1. Giuliani G., Bozzi-Pietra S., Donati S. // Meas. Sci. Technol. 2003. Vol. 14, P. 24–32.
2. Карих Е. Д. // Электроника. Инфо. 2011. № 3(78). С. 69–72.

КЕПСТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭХО-СИГНАЛА КВАНТОВОГО ПРИЕМНИКА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Е. Д. Карих

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: karikh@bsu.by

Продemonстрированы возможности кепстрального анализа применительно к задаче определения параметров движения при негармонических колебаниях внешнего отражателя. Преимущество метода – более «компактное» представление измерительной информации в кепстре по сравнению с обычным спектром мощности анализируемого сигнала (рис. 1).

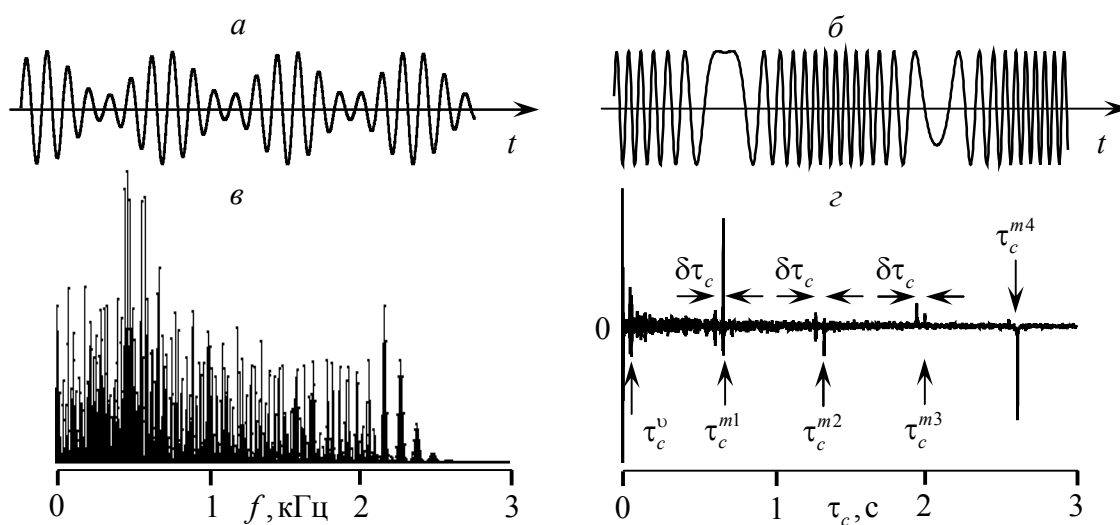


Рис. 1. Временная структура закона микровибрации (а), спектр (б) и кепстр мощности (г) сигнала самосмешения (б) в лазере

Путем численного моделирования установлено, что основная частота колебаний отражателя f_0 может быть определена по положению наиболее «быстрой» составляющей кепстра: $f_0 = 1/2\tau_c^v$ (τ_c – кепстральное время). Линии кепстра τ_c^{mi} дают информацию о частоте модулирующего колебания $f_m = i/\tau_c^{mi}$ (i – номер линии). Расщепление линий $\delta\tau_c$ также позволяет оценить основную частоту вибраций объекта: $f_0 = 1/2\delta\tau_c$.

Как видно из рис. 1 г, извлечение подобной информации из обычного спектра мощности практически невозможно из-за его сложности. Показано также, что автокорреляционная функция (АКФ) сигнала содержит информацию аналогичную той, которая присутствует в кепстре мощности $C_p(\tau_c)$. Отличие в том, что малоинформативные составляющие в кепстре сильнее сглажены, чем аналогичные структуры в АКФ.

ЛАЗЕРНЫЙ ДАТЧИК МИКРОВИБРАЦИЙ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ СИГНАЛА

Е. Д. Карих

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: karikh@bsu.by

Предложен способ определения частоты и амплитуды вибрационного движения внешнего отражателя путем визуального контроля формы временного отклика лазерного датчика микроколебаний.

В эксперименте использован квантоворазмерный AlGaInP инжекционный лазер с напряженной структурой ($\lambda = 670$ нм). Рис. 1 *а* иллюстрирует форму сигнала самосмещения со встроенного в лазерный модуль *pin*-фотодиода, рис. 1 *б* – закон вибрации диффузного отражателя [1].

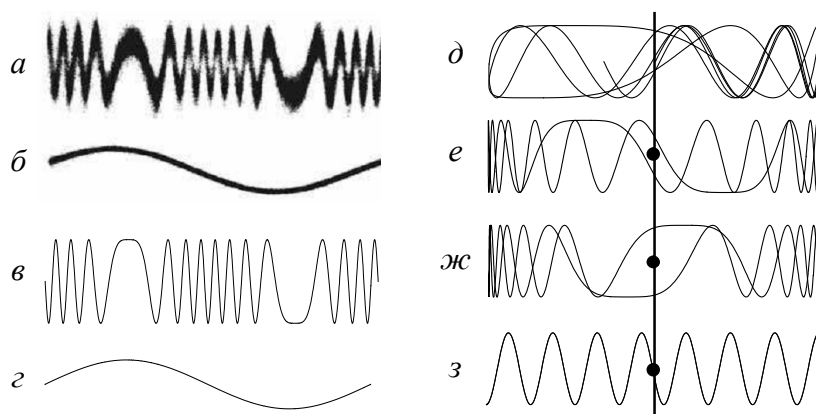


Рис. 1. Регистрация оптического доплеровского эхо-сигнала полупроводниковым инжекционным лазером:

а – временная зависимость сигнала самосмещения в лазере; *б* – закон вибрации отражающей поверхности; *в* и *г* – математические модели треков *а* и *б*; *д* – параметрическое представление функции *в*(*г*) при частоте $\omega_z > \omega_0$; *е*, *ж*, *з* – то же в случае $\omega_z = \omega_0$; *е*, *ж* – при различных сдвигах фаз $\delta\varphi \neq 0$ между функциями *г* и *б*; *з* – при сдвиге фаз $\delta\varphi = 0$

Показано, что при несовпадении частоты гармонической внешней развертки с частотой вибрации отражателя параметрическая осциллограмма сигнала самосмещения имеет несимметричный характер (рис 1 *д*). При совпадении частот осциллограмма центросимметрична (рис. 1 *е*, *ж*, *з*). В этом случае возможно точное определение частоты вибрации путем измерения частоты развертки. Особенно простой вид параметрическая осциллограмма приобретает при совпадении начальных фаз сигнала развертки и закона вибрации (рис. 1 *з*). При этом число периодов параметрической кривой на периоде вибрации в точности равно числу полувольт между крайними положениями вибрирующей поверхности (в эксперименте амплитуда колебаний составляла $1,87\lambda$, т. е. около $1,25$ мкм).

1. Карих Е. Д. // Электроника. Инфо. 2011. № 3(78). С. 69–72.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВИЗУАЛИЗАТОРОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ, СОДЕРЖАЩИХ ОРТОФОСФОРНУЮ КИСЛОТУ

В. И. Попечиц, В. В. Шишкарев

Белорусский государственный университет, Минск

E mail: parechyts@bsu.by

В многокомпонентных растворах органических красителей под действием ионизирующего излучения происходит изменение цвета раствора, вызванное радиационной деструкцией красителей, и зависящее от времени облучения, исходной концентрации красителей в растворе, химической природы красителей, физико-химических свойств используемого растворителя, спектрального состава и радиационной дозы ионизирующего излучения, что позволяет визуально определить величину воздействовавшей на раствор радиационной дозы, используя соответствующую градуировочную цветовую шкалу. Первоначальный цвет многокомпонентного раствора будет определяться концентрацией каждого из входящих в раствор красителей. При воздействии рентгеновского и гамма излучения на жидкие и твердые растворы красителей происходит их необратимое обесцвечивание, вызванное изменением состава и структуры молекул красителей в результате взаимодействия последних с кислородсодержащими радикалами и ион-радикалами, образующимися вследствие радиолиза растворителей [1].

В данной работе исследовано влияние добавки в растворы красителей ортофосфорной кислоты (H_3PO_4) на спектральные и цветоконтрастные характеристики визуализаторов ионизирующих излучений на основе трехкомпонентных растворов органических красителей (в качестве растворителя использовалась дистиллированная вода, в которой растворялись два красителя: один поглощал свет в длинноволновой области видимого диапазона длин волн, другой – в коротковолновой).

Первоначально была исследована химическая стойкость ряда двухкомпонентных водных растворов красителей, перспективных для использования в качестве компонентов визуализаторов ионизирующих излучений. Концентрация растворов красителей составляла $3,5 \cdot 10^{-5}$ моль/л. К 15 мл водного раствора красителя данной концентрации добавлялось 2 мл ортофосфорной кислоты. Спектры поглощения растворов красителей, содержащие кислотную добавку, записывались через определенные промежутки времени на спектрофотометре PV 1251 "Solar". Точность измерения оптической плотности составляла 3 %. Чтобы исключить фотохимическую деструкцию красителей, растворы хранились в полной темноте, при комнатной температуре. Показано, что по химической

стойкости к кислотной добавке красители можно условно разделить на три группы: относительно стойкие – концентрация исходного красителя со временем уменьшается незначительно, среднестойкие, нестойкие. Понятно, что для приготовления визуализаторов ионизирующих излучений на основе многокомпонентных растворов красителей, активированных кислотными добавками, следует использовать красители первой группы.

Для исследования влияния ортофосфорной кислоты на спектральные и цветоконтрастные характеристики облученных растворов были приготовлены трехкомпонентные водные растворы красителей. Смешивались 10 мл водного раствора красителя, поглощающего в длинноволновой области видимого спектра (концентрация $3,5 \cdot 10^{-5}$ моль/л), и 10 мл водного раствора красителя, поглощающего в коротковолновой области, такой же концентрации. В полученный трехкомпонентный раствор добавлялись 4 мл воды или 4 мл ортофосфорной кислоты, соответственно.

Облучение трехкомпонентных растворов, содержащих и не содержащих кислотную добавку, проводилось в пластиковых кюветах на рентгеновской установке «Дрон 2М», при мощности тока, проходящего через рентгеновскую трубку, 200 Вт (напряжение – 20 кВ, ток – 10 мА), при этом соблюдался одинаковый способ установки кювет, для того, чтобы обеспечивать одинаковые условия облучения каждого раствора. Облучение производилось в течение 15 минут. Затем на спектрофотометре РV 1251 "Solar" записывались спектры поглощения облученных растворов. Для всех исследованных растворов скорость радиационной деструкции красителей в растворах, содержащих добавку ортофосфорной кислоты, возрастала. Это можно объяснить присутствием в растворе анионов, которые при радиоллизе раствора образуют кислородсодержащие радикалы и ион-радикалы, обладающие высокой химической активностью. Взаимодействие последних с молекулами красителей приводит к нарушению π -электронной цепи сопряжения и смещению полос поглощения этих продуктов реакции в УФ-область спектра.

Возрастание скорости радиационной деструкции зависит от химической природы красителя, т.е. разное для каждого красителя. Следовательно, соответствующим подбором красителей и добавлением в растворы ортофосфорной кислоты можно улучшить цветоконтрастные характеристики облученных растворов, что важно при применении трехкомпонентных растворов красителей в качестве детекторов радиационной дозы, в частности при проведении неразрушающего радиационного контроля материалов и изделий.

1. Попечниц В. И. // ЖПС. 2003. Т. 70, № 1. С. 34–37.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОВАЛЕНТНОСТИ ИОНА Tb³⁺ В ЭЛЬПАСОЛИТЕ МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Л. А. Фомичева¹, А. А. Корниенко², Е. Б. Дунина²

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

²Витебский государственный технологический университет,
Витебск

E-mail: Famichova@mail.ru; A_A_Kornienko@mail.ru

Для улучшения описания штарковской структуры мультиплетов предлагается использовать модифицированную теорию кристаллического поля [1], в которой учтено, что возбужденные конфигурации с переносом заряда и конфигурации противоположной четности избирательно (аномально) влияют на отдельные мультиплеты. Данная зависимость описывается формулой [1]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(d) + \right. \\ \left. + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k. \quad (1)$$

Здесь Δ_d – энергия возбужденной конфигурации $4f^{N-1}5d$; Δ_{ci} – энергия конфигурации с переносом заряда.

Обычно определяющий вклад в параметры \tilde{G}_q^k дают конфигурации противоположной четности и конфигурации с переносом заряда. Но поскольку лантаноиды в эльпасолитах занимают центрально-симметричные позиции, то слагаемое $\left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(d)$, соответствующее

конфигурации противоположной четности, равно нулю и в этом случае гамильтониан (1) можно записать в следующем виде [2]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k. \quad (2)$$

Величина вкладов в \tilde{G}_q^k от процессов с переносом заряда задается выражением [3]:

$$\tilde{G}_q^k(c) = \sum_b \tilde{J}^k(b) C_q^{k*}(\Theta_b, \Phi_b). \quad (3)$$

Здесь суммирование осуществляется по лигандам ближайшего окружения.

Для расчета параметров $\tilde{J}^k(b)$ удобно использовать приближенные выражения [3]:

$$\begin{aligned}\tilde{J}^2(b) &\approx \frac{5}{28} [2\gamma_{\sigma f}^2 + 3\gamma_{\pi f}^2] \\ \tilde{J}^4(b) &\approx \frac{3}{14} [3\gamma_{\sigma f}^2 + \gamma_{\pi f}^2] \\ \tilde{J}^6(b) &\approx \frac{13}{28} [2\gamma_{\sigma f}^2 - 3\gamma_{\pi f}^2]\end{aligned}\quad (4)$$

где γ_{if} ($i = \sigma, \pi$) – параметры ковалентности.

С помощью стандартной и модифицированной теории кристаллического поля был выполнен анализ штарковской структуры мультиплетов иона Tb^{3+} в эльпасолите $\text{Cs}_2\text{NaTbCl}_6$. Для расчетов были выбраны тринадцать неперекрывающихся мультиплетов [4].

Характер расщепления мультиплетов и количество компонент зависят от симметрии поля. В эльпасолитах ион Tb^{3+} занимает позиции с локальной симметрией O_h . Для симметрии O_h гамильтониан, полученный в одноэлектронном приближении, имеет два независимых параметра кристаллического поля B_0^4 и B_0^6 . В приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия гамильтониан кристаллического поля (2) дополнительно содержит параметры Δ_{ci} , соответствующие энергии конфигурации с переносом заряда, а также в неявном виде содержит параметры ковалентности $\gamma_{\sigma f}$ и $\gamma_{\pi f}$ (4).

Применение новой теории позволило уменьшить среднеквадратичное отклонение теоретических значений энергии от экспериментальных на 17% по сравнению с одноэлектронным приближением. В результате расчетов также были определены параметры кристаллического поля и параметры ковалентности.

1. *Dunina E. B., Kornienko A. A., Fomicheva L. A.* // Cent. Eur. J. Phys. 2008. V. 6, № 3. P. 407–414.
2. *Фомичева Л. А., Корниенко А. А., Дунина Е. Б.* // ЖПС. 2010. V. 77, № 2. С. 173–178.
3. *Корниенко А. А.* Теория спектров редкоземельных ионов в кристаллах. ВГУ, Витебск, 2003. 128 с.
4. *Morrison I. D., Berry A. J., Denning R. G.* // Molecular Physics. 1999. V. 96, No. 1. P. 43–51.

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОЛНОВОДНЫХ МОД ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУР

А. В. Шульга

Белорусско-Российский университет, Могилёв

E-mail: ashulga@tut.by

Методы волноводной спектроскопии хорошо зарекомендовали себя для исследования оптических параметров волноводных структур [1]. В данных методах для возбуждения волноводных мод тонкоплёночных структур применяется призмное устройство связи, работа которого основана на явлении нарушенного внутреннего отражения. К основанию равнобедренной оптически прозрачной призмы через воздушный зазор прижимается исследуемая волноводная структура. При толщине воздушного зазора значительно меньшем длины волны света падающего через одну из граней призмы на её основание возможна «перекачка» части световой энергии в волноводную структуру с возбуждением волноводных мод. При этом возбуждение волноводных мод может происходить только при строго определённых углах, при которых выполняется условие фазового синхронизма падающей световой волны вдоль направления распространения волноводной моды и фазовой скорости самой волноводной моды. В отражённом же свете будут наблюдаться тёмные m -линии, угловые положения которых будут соответствовать углу возбуждения соответствующих волноводных мод.

Регистрация углового распределения интенсивности m -линии, несущей информацию об оптических потерях волноводной структуры соответствующей волноводной моды, даёт возможность рассчитать эти потери при помощи разработанного для этого математического аппарата. Однако на точность определения волноводных потерь негативным образом влияет близость к волноводной структуре самой призма связи: чем ближе призма связи к волноводной структуре, тем больше световой энергии проникает в волновод, и тем более контрастна наблюдаемая m -линия, но при этом призма связи искажает угловой профиль m -линии. Поэтому измерения желательно проводить при «слабой» связи, при которой только малая часть световой энергии проникает в волновод. Однако это влияет на точность регистрации углового профиля m -линии.

Для решения данной проблемы был предложен и апробирован с целью дальнейшего развития метод внутрирезонаторной волноводной спектроскопии волноводных мод тонкоплёночных структур (рис. 1). Призмное устройство связи, состоящее из примы связи 5 с прижатым к

ней через воздушный зазор 6 волноводом 7, нанесённым в свою очередь на кварцевую подложку 8, помещалось в пассивное плечо резонатора гелий-неонового лазера (зеркала 2 и 3), выполненного по трёхзеркальной схеме. Активное плечо резонатора (зеркала 1 и 2) лазера закреплялось неподвижно. Призменное устройство связи устанавливалось на поворотном устройстве, позволяющем осуществлять как угловое перемещение как призменного устройства связи, так и зеркала 3 пассивного резонатора лазера. Подобная схема позволяла менять угол возбуждения волноводной моды.

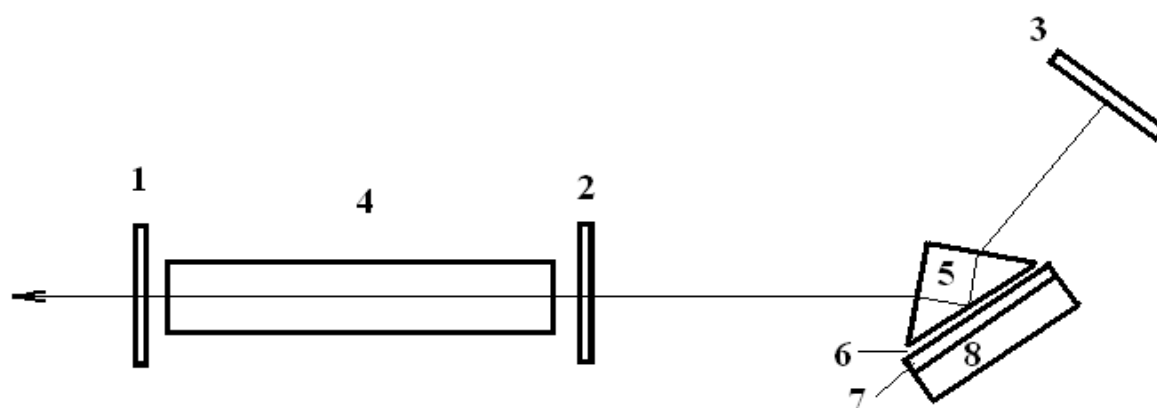


Рис. 1. Оптическая схема возбуждения волноводных мод. 1, 2, 3 – зеркала резонатора, 4 – активная среда, 5 – призма связи, 6 – воздушный зазор, 7 – оптический волновод, 8 – подложка

Было зафиксировано значительное падение интенсивности лазерного излучения, выходящего через частично прозрачное зеркало 1, по сравнению с непосредственным освещением призменного устройства связи лазерным излучением при тех же условиях возбуждения волноводной моды. Данный подход может найти своё применение для исследования низких потерь волноводных структур. Другое преимущество метода состоит в возможности осуществления измерений оптических параметров волноводов на «слабой» оптической связи волновода и призмы связи, что позволяет значительно уменьшить влияние призмы связи на измеряемую мнимую часть комплексной постоянной распространения волноводной моды.

1. Хомченко А. В. Волноводная спектроскопия тонких плёнок. Мн.: Изд.центр БГУ, 2002. 223 с.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НАНОЧАСТИЦ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. К. Гончаров, Е. П. Микитчук, К. В. Козадаев

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: helenay@yandex.ru

Монослои поверхностных наноструктур благородных металлов находят широкое применение в качестве эффективных сред для стимулирования гетерогенного катализа химических реакций и гигантского комбинационного рассеяния. При производстве таких наноструктур особенно важен выходной контроль микроскопических параметров (размеров, расстояния между наночастицами), который при использовании прямых методов (электронная микроскопия) оказывается очень трудоемким и дорогостоящим. Простой непрямой метод экспресс-диагностики микроскопических параметров наноструктур на основе данных оптической спектроскопии и численного моделирования является более привлекательным.

Численное моделирование оптических свойств поверхностных наноструктур благородных металлов проводилось методом конечных интегралов (CST Microwave Studio): на поверхности твердого тела (подложки) периодически размещались одинаковые металлические наночастицы изучаемой морфологии и размеров, при этом использовалось направление падения оптического излучения, нормальное к плоскости контакта полубесконечных слоев (излучение при распространении вглубь слоя не испытывает рассеяния от границы, противоположной контакту) подложки и воздуха, а также граничные условия элементарной ячейки. Анализировалось рассеянное и поглощенное излучение.

Экспериментальные образцы двумерного слоя металлических наночастиц были получены методом лазерной абляции путем воздействия на мишени наносекундных лазерных (20 нс) импульсов высокой (10^8 Вт/см²) плотности мощности в условиях атмосферы воздуха. После проводилось исследование оптических спектров поглощения полученных образцов, которые оказались близкими к данным моделирования.

Предложенный непрямой метод диагностики основан на сопоставлении экспериментальных параметров оптических спектров поглощения с построенной топологической схемой, которая представляет собой две рассчитанные и наложенные друг на друга двумерные зависимости максимума и ширины полосы поверхностного плазмонного резонанса в теоретическом спектре поглощения от размеров и расстояния между наночастицами.

ПРИМЕНЕНИЕ ГКР ПРИ ИДЕНТИФИКАЦИИ МАТЕРИАЛОВ ЖИВОПИСИ

Е. В. Корза, А. С. Мацукович

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: korza_ev@list.ru

В последнее время появляется большое количество публикаций, в которых сообщается об успешном применении эффекта ГКР (гигантского комбинационного рассеяния) для идентификации органических художественных пигментов в различных объектах культурного наследия (в частности, в произведениях станковой живописи, текстиле, исторических рукописях, стекле, керамике) [1]. Неорганические же пигменты методами ГКР-спектроскопии по разным причинам до сих пор не идентифицировались. В работах [2, 3] были предложены методики для исследования неорганических художественных пигментов с помощью методов ГКР-спектроскопии.

Цель данной работы – развитие и оптимизация предложенных методик ГКР для идентификации пигментов в образцах произведений станковой живописи.

В качестве объектов исследования были использованы синие и зеленые красочные слои, отобранные с произведения станковой живописи «Мужчина с ложкой» из коллекции Национального художественного музея Республики Беларусь (XVI-XVII вв.). В качестве ГКР-активных наноструктур использовался монодисперсный золь (12 ± 2 нм) золь наночастиц золота, полученных по методике цитратного восстановления из водного раствора HAuCl_4 [4].

Для регистрации спектров комбинационного рассеяния образцы возбуждались аргоновым лазером, генерирующим излучение с длиной волны 488 нм. КР-спектрометр был оснащен дифракционной решеткой 1200 штр./мм, что обеспечивало регистрацию КР-спектров в диапазоне $100\text{--}900\text{ см}^{-1}$ с разрешением в 1 см^{-1} , время накопления при этом составляло 20 с.

В результате проведенных исследований в синем красочном слое (рисунок а) произведения был идентифицирован азурит ($139, 170, 243, 276, 326, 395, 543$ и 746 см^{-1}), а в зеленом (рисунок б) – глауконит ($150, 387, 503$ и 623 см^{-1}). Полученные результаты хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью других высокочувствительных методов идентификации вещества, в частности, лазерного эмиссионного спектрального анализа и инфракрасной спектроскопии.

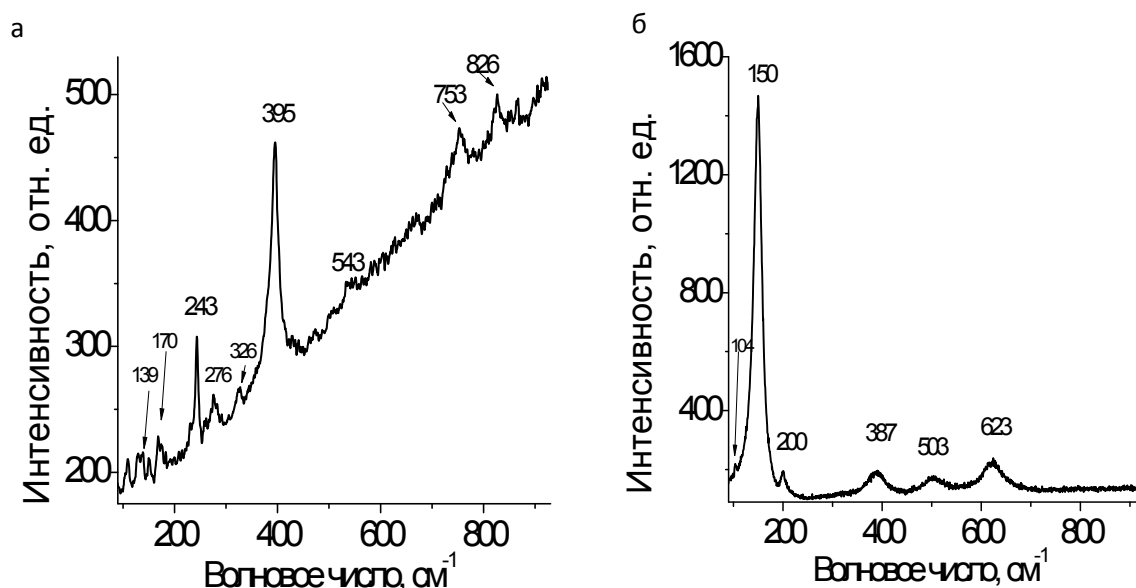


Рис. 1. ГР-спектры микрофрагментов синего (а) и зеленого (б) красочного слоя, отобранных с произведения «Мужчина с ложкой»

Таким образом, можно заключить, что представленная методика получения гигантского комбинационного рассеяния может быть успешно внедрена в каждодневную практику технико-технологической экспертизы объектов культурного наследия.

Авторы благодарят сотрудника Национального художественного музея Республики Беларусь Мицкевич А. Г. за предоставленное произведение для исследования, Шабуню-Клячковскую Е.В. и Кулакович О.С. – за помощь в проведении эксперимента.

1. Chen K., Leona M., Vo-Dinh T. // Sensor Review. 2007, 27(2), P. 109–120.
2. Klyachkovskaya E. V., Guzatov D. V., Strekal N. D., et al. // J. Raman Spectrosc. 2012. Vol. 43. P. 741–744.
3. Шабуня-Клячковская Е. В., Гапоненко С. В., Ващенко С. В., и др. // Журн. прикл. спектр. 2014. Т. 81, № 3. С. 378–382.
4. Turkevich J., Cooper Stevenson P., Hillier J. // Discuss. Faraday Soc. 1951. Vol. 11. P. 55–57.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ОБЪЕМНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ МНОГОВОЛНОВОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. В. Хомич

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lisenko@bsu.by

Атмосферный аэрозоль является одной из наиболее изменчивых составляющих земной атмосферы, влияющих на перенос в ней солнечного и теплового излучений, климат и погоду, качество окружающей среды и условия видимости в атмосфере. Наиболее эффективным средством исследования аэрозолей является лидар, принцип действия которого основан на регистрации света импульсного лазера, обратно рассеянного разными участками атмосферы. Однако для интерпретации лидарных сигналов требуются дополнительные измерения оптических и микрофизических параметров аэрозоля на трассе зондирования.

В докладе предлагается метод восстановления вертикальных профилей объемных концентраций аэрозольных частиц по данным многочастотного лидарного зондирования без привлечения дополнительных к лидарным измерений. Для этой цели система лидарных уравнений на рабочих длинах волн доопределяется регрессионными уравнениями, аппроксимирующими зависимость аэрозольного коэффициента ослабления и обратного рассеяния от микроструктурных параметров аэрозоля – объемных концентраций аэрозольных фракций и отношения эффективных радиусов их распределений по размерам. Используемые уравнения получены путем статистического моделирования с привлечением данных о микроструктурных параметрах аэрозоля, полученных в глобальной сети AERONET. При восстановлении профилей микроструктуры аэрозоля предполагается неизменность отношения эффективных радиусов аэрозольных фракций по трассе зондирования, в результате чего количество уравнений, составленных из всех спектрально-временных отсчетов лидарных сигналов, становится существенно больше количества неизвестных, что позволяет включить константы калибровки лидара для длин волн зондирующего излучения в число определяемых параметров.

Для оценки эффективности разработанного метода проведены численные эксперименты по лидарному вертикальному зондированию атмосферы. Полученные результаты демонстрируют, что предложенный метод позволяет оперативно и с приемлемой для практики точностью определять объемные концентрации аэрозольных фракций без привлечения дополнительных аэрозольных и калибровочных измерений.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РЕСПИРАБЕЛЬНЫХ ФРАКЦИЙ АЭРОЗОЛЯ В АТМОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ МНОГОЧАСТОТНОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. В. Хомич

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lisenko@bsu.by

Эффективное решение задач снижения загрязнения воздуха твердыми частицами и минимизации их влияния на здоровье населения невозможно без развития методов и аппаратных средств мониторинга атмосферы, отвечающих современным требованиям санитарно эпидемиологических служб по точности, оперативности и возможности быстрого сбора информации о загрязненности воздуха в различных районах населенного пункта.

В докладе описывается метод получения пространственных распределений взвешенных частиц атмосфере (РМ – от английского Particulate Matter) в по данным многочастотного лидарного зондирования без привлечения каких-либо дополнительных измерений оптических и микрофизических параметров исследуемой среды. Для уменьшения влияния информационной неопределенности на результаты обработки лидарных сигналов предлагается использование устойчивых регрессионных соотношений между оптическими и микрофизическими характеристиками аэрозоля, доопределяющих систему лидарных уравнений. Отличительной особенностью разработанного метода является использование в нем принципиально нового помехоустойчивого алгоритма обращения лидарных сигналов, заключающегося в одновременной обработке всех их спектрально-временных отсчетов и извлечении из них профилей линейно-независимых параметров спектра аэрозольного ослабления, тесно коррелированных с концентрациями РМ. Сокращение количества неизвестных величин в лидарных уравнениях без потери их информативности о микроструктуре аэрозоля, делает матрицу решаемой системы лидарных уравнений переобусловленной, за счет чего повышается устойчивость решения обратной задачи к погрешностям калибровки и непостоянству аэрозольной индикатрисы обратного рассеяния по трассе зондирования. Численное решение системы уравнений, составленных из спектрально-временных отсчетов лидарных сигналов, позволяет в значительной степени нивелировать известный недостаток аналитических методов решения лидарного уравнения, заключающийся в сильной зависимости значения оптической характеристики аэрозоля, восстановленной в

некоторой точке трассы, от погрешностей восстановления данной характеристики на предшествующем участке трассы.

Разработанный метод наиболее эффективен для приземных трасс в атмосфере, содержащих хотя бы два участка со схожим пространственным ходом аэрозольного коэффициента ослабления, поскольку в этом случае калибровочные константы лидара на его рабочих длинах волн можно определять по самим сигналам, без привлечения дополнительных измерений. Предложен алгоритм поиска таких участков по спектрально-временной структуре лидарного сигнала.

Обратная задача аэрозольного светорассеяния решается на основе устойчивых регрессионных соотношений между концентрациями респирбельных фракций аэрозоля и параметрами аппроксимации его спектра ослабления $\varepsilon_a(\lambda_i)$. Сравнение статистических связей между оптическими и микроструктурными параметрами аэрозоля, полученных нами в модельном приближении, с независимыми расчетными и экспериментальными данными позволяет говорить о возможности использования полученных соотношений, как для сельской местности, так и для регионов с высоким содержанием антропогенных частиц. Очевидными преимуществами такого подхода к определению параметров микроструктуры аэрозоля, по сравнению с численными методами решения обратных задач аэрозольного светорассеяния, являются возможность быстрой обработки большого массива данных, соответствующего различным точкам трассы зондирования, отсутствие необходимости использования априорной информации о комплексном показателе преломления аэрозольных частиц и допущений о принадлежности решения к определенному виду распределения по размерам.

На основе численных экспериментов по лазерному зондированию аэрозоля проведено сравнение данного метода с ранее предложенным авторами, в котором для устранения произвола в выборе средних по трассе зондирования индикатрис обратного рассеяния $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ учитывается мультиколлинеарность спектральных коэффициентов $\varepsilon_a(\lambda_i)$, а в качестве оптимальных значений $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ выбираются те, которые обеспечивают наилучшее соответствие восстановленных профилей $\varepsilon_a(\lambda_i)$ регрессионному соотношению между $\varepsilon_a(\lambda_i)$. При заданных значениях $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ лидарные уравнения для каждой λ_i решаются аналитически независимо друг от друга. Показано, что для длин волн зондирующего излучения, для которых аналитические решения лидарного уравнения являются наиболее чувствительными к неточности априорного задания $g_{\pi,a}$ и погрешности определения калибровочных констант, численный метод решения лидарных уравнений дает существенный выигрыш в точности.

МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ МНОГОЧАСТОТНОГО ЛИДАРА

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. В. Хомич

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lisenko@bsu.by

Для централизованного мониторинга загрязненности воздуха в различных районах города, а также для дистанционного определения источника загрязнения и исследования переноса аэрозоля в атмосфере наиболее перспективными являются лидарные методы. Известные методы обработки лидарных сигналов требуют априорной информации о значении восстанавливаемой оптической характеристики аэрозоля (коэффициента ослабления ϵ или обратного рассеяния β_π) на некотором участке трассы зондирования. При вертикальном зондировании атмосферы калибровку лидара можно провести по сигналам молекулярного рассеяния с больших высот в атмосфере, на которых аэрозоль практически отсутствует. Однако при зондировании приземных трасс в атмосфере подобная калибровка не представляется возможной, поскольку аэрозоль присутствует на всей трассе.

Авторами разработаны методы калибровки многочастотного лидара, не требующие привлечения дополнительных измерений для тех трасс зондирования, которые включают однородный участок или два неоднородных участка со схожим пространственным ходом аэрозольного коэффициента ослабления. Предложены алгоритмы поиска таких участков на трассе, основанные на анализе спектрально-временной структуры лидарного сигнала и установленных регрессионных соотношениях между спектральными коэффициентами аэрозольного ослабления.

Первый метод сводит задачу выделения однородного участка на зондируемой трассе к задаче поиска минимума функционала, в котором первое слагаемое представляет собой среднеквадратичное отклонение логарифмов сигналов на рабочих длинах волн лидара λ_i относительно линейных зависимостей, справедливых для однородного участка трассы, а второе характеризует соответствие коэффициентов $\epsilon(\lambda_i)$, найденных по скорости убывания соответствующих им сигналов на анализируемом участке, свойству мультиколлинеарности, выраженной в форме уравнения множественной регрессии. Используемая регрессия получена в рамках оптической модели городского аэрозоля, принятой Всемирной метеорологической организацией, при широкой вариации модельных параметров, характеризующих распределение частиц по размерам и комплексный показатель преломления аэрозольного вещества.

Для работоспособности данного метода необходимо, чтобы оптическая толщина однородного участка была достаточной для заметного изменения на нем лидарного сигнала на фоне погрешности его измерений. В атмосферных ситуациях, характеризующихся малым содержанием аэрозоля на трассе, а также при зондировании атмосферы в ближней ИК области спектра такой однородный участок трассы должен быть достаточно протяженным, что далеко не всегда выполнимо в действительности. В связи с этим нами разработан альтернативный метод калибровки многочастотного лидара, основанный на определении опорных значений оптической толщины протяженного неоднородного участка трассы, расположенного между двумя участками с близкими оптическими характеристиками. Анализируемой величиной в данном методе является эхосигнал от точек трассы $r \in [r_1, r_2]$, нормированный на интегральный сигнал $I(r_1, r_2)$ от всего участка $[r_1, r_2]$, который зависит лишь от профиля коэффициента ослабления $\varepsilon(r)$ на этом участке. О близости профилей $\varepsilon(r)$ на участках $[r_1, r_2]$ и $[r_3, r_4]$ можно судить по соответствующим им нормированным сигналам, а оптическую толщину участка $[r_1, r_3]$ — $\tau(r_1, r_3)$, необходимую для калибровки лидара, определять на основе отношения сигналов $I(r_1, r_2)$ и $I(r_3, r_4)$. Для повышения достоверности оценок $\tau(r_1, r_3)$ используется вышеотмеченное регрессионное соотношение между спектральными коэффициентами аэрозольного ослабления.

Проведены численные эксперименты по восстановлению пространственных распределений оптических и микрофизических характеристик аэрозоля из лидарных сигналов, демонстрирующие правомерность разработанных методов. Показано, что при отсутствии априорной информации о микроструктуре аэрозоля, средние по трассе лидарные отношения $S_a(\lambda_i) = \varepsilon(\lambda_i)/\beta_\pi(\lambda_i)$, необходимые для разрешения системы лидарных уравнений для длин волн зондирующего излучения, также можно выбирать, исходя из спектральных особенностей восстанавливаемой оптической характеристики аэрозоля, поскольку необходимость соответствия восстанавливаемых профилей $\varepsilon_a(\lambda_i, r)$ полученному уравнению регрессии накладывает ограничения на задаваемые значения $S_a(\lambda_i)$. Такой критерий выбора $S_a(\lambda_i)$ позволяет в значительной степени повысить достоверность восстановления профилей $\varepsilon_a(\lambda_i, r)$ по сравнению с произвольным выбором $S_a(\lambda_i)$ или использованием средних значений $S_a(\lambda_i)$ для исследуемого типа аэрозоля. Это особенно ощутимо в тех случаях, когда однородный участок среды, используемый для калибровки лидара, располагается в начале трассы зондирования, поскольку решение лидарного уравнения с опорной точкой в начале трассы зондирования является неустойчивым и характеризуется наличием краевого эффекта.

ЗАЩИТА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ГРАДИЕНТНО- ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА АЭРОДИСПЕРСНЫХ СРЕД ОТ ЗАГРЯЗНЕНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ВИХРЕВЫХ ЦЕПОЧЕК КАРМАНА. ШАХМАТНАЯ СХЕМА ЦЕПОЧЕК

Б. Б. Виленчиц, В. К. Попов, Г. В. Шаронов

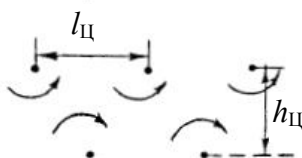
Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск
E-mail: vkr@bk.ru

Пусть имеются две параллельные цепочки вихрей (вихревые цепочки Кармана, рис. 1), причем расстояние между двумя соседними вихрями для обеих цепочек равно $l_{ц}$, а интенсивности цепочек, соответственно, Γ_1 – у верхней и Γ_2 – у нижней, расстояние между цепочками – $h_{ц}$. Рассмотрим случай «твердых» цепочек, т.е. таких, для которых расстояние между всеми вихрями остаются неизменными. В этом случае [1]

$$\Gamma_1 = -\Gamma_2, \quad (1)$$

т. е. интенсивности цепочек одинаковы по величине и противоположны по знаку. Рассмотрим такой вариант расположения цепочек. Между каждыми двумя вихрями первого ряда находится другой вихрь другого ряда (рис. 1) – шахматный порядок. Скорость перемещения таких цепочек [1] для шахматного порядка

$$V_{цш} = \Gamma/2 \, l_{ц} \cdot \text{th}(\pi \, h_{ц}/l_{ц}). \quad (2)$$



*Рис. 1. Схема расположения вихрей
в шахматной цепочке Кармана*

Движение цепочек Кармана устойчиво, если при малых смещениях вихрей в начальный момент времени расстояние между двумя любыми вихрями во все время движения остается близким к расстоянию между этими вихрями в начальный момент времени. Из такого определения Карман получил условие устойчивости

$$h_{ц}/l_{ц} = 0,2806. \quad (3)$$

Если теперь такую цепочку с вышеприведенным соотношением параметров $h_{\text{Ц}}$ и $l_{\text{Ц}}$ закрепить в коробе (канале), а вихри при этом будут вращаться, то такая цепочка будет создавать поток определенной скорости и направления.

Оценим величину скорости потока, создаваемого цепочкой Кармана при условии, что поток из канала за счет других побудителей расхода отсутствует.

Если считать, что вихри создаются вращающейся с угловой скоростью $\omega_{\text{Л}}$ лопаткой с радиусом лопастей $r_{\text{Л}}$, то для величины циркуляции скорости можем записать выражение

$$\Gamma = \int V_{\text{Ц}} dr_{\text{Ц}} = \int \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 d\varphi_{\text{Ц}} = 2 \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 \pi. \quad (4)$$

С учетом равенства (4) формулу (2) для скорости движения вихревой цепочки можно переписать в виде

$$V_{\text{ЦШ}} = \pi \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 / l_{\text{Ц}} \cdot \text{th}(\pi h_{\text{Ц}} / l_{\text{Ц}}). \quad (5)$$

Полученное соотношение позволяет сделать оценки генерируемой скорости потока неподвижной системы вихрей в демпфирующем устройстве. Положив $\omega_{\text{Л}} = 950 \text{ с}^{-1}$, $r_{\text{Л}} = 0,02 \text{ м}$, $h_{\text{Ц}}/l_{\text{Ц}} = 0,02806$, $h_{\text{Ц}} = 0,04 \text{ м}$, для величины скорости получим значение для шахматного порядка $V_{\text{ЦШ}} = 4,69 \text{ м/с}$.

Воспользовавшись уравнением Бернулли, оценим величину перепада давления, создаваемого цепочкой вихрей при одном закрытом торце канала, т. е. размещенной в коробе у излучателя и фотоприемника анализатора и представляющей собой аэродинамическое окно.

$$\Delta P_{\text{Ц}} = (P_{\text{О}} - P)_{\text{Ц}} = \rho V_{\text{Ц}}^2 / 2. \quad (6)$$

Положив для воздуха $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$, получаем для шахматного порядка $\Delta P_{\text{ЦШ}} = 14 \text{ Н/м}^2$. Экспериментальные исследования цепочки с шахматным порядком расположения при трех вихрях в одной цепочке дали близкие значения перепада давления в сравнении с расчетными. Из полученных оценок и исследований видно, что разработанный способ может защитить излучатель и фотоприемник от загрязненной анализируемой среды.

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 584 с.

ЗАЩИТА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ГРАДИЕНТНО- ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА АЭРОДИСПЕРСНЫХ СРЕД ОТ ЗАГРЯЗНЕНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ВИХРЕВЫХ ЦЕПОЧЕК КАРМАНА. СИММЕТРИЧНАЯ СХЕМА ЦЕПОЧЕК

Б. Б. Виленчиц, В. К. Попов, Г. В. Шаронов

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: vkr@bk.ru

Пусть имеются две параллельные цепочки вихрей (вихревые цепочки Кармана, рис. 1), причем расстояние между двумя соседними вихрями для обеих цепочек равно $l_{\text{Ц}}$, а интенсивности цепочек, соответственно, Γ_1 – у верхней и Γ_2 – у нижней, расстояние между цепочками – $h_{\text{Ц}}$. Рассмотрим случай «твердых» цепочек, т.е. таких, для которых расстояние между всеми вихрями остаются неизменными. В этом случае [1]

$$\Gamma_1 = -\Gamma_2, \quad (1)$$

т. е. интенсивности цепочек одинаковы по величине и противоположны по знаку. Рассмотрим такой вариант расположения цепочек. Между каждыми двумя вихрями первого ряда находится другой вихрь другого ряда (рис. 1) – симметричный порядок. Скорость перемещения таких цепочек [1] для симметричного порядка

$$V_{\text{ЦС}} = \Gamma/2 \cdot l_{\text{Ц}} \cdot \text{cth}(\pi h_{\text{Ц}}/l_{\text{Ц}}).. \quad (2)$$

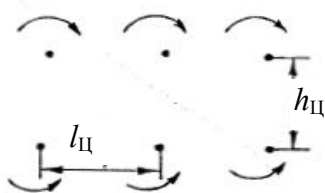


Рис. 1. Схема расположения вихрей
в симметричной цепочке Кармана

Движение цепочек Кармана устойчиво, если при малых смещениях вихрей в начальный момент времени расстояние между двумя любыми вихрями во все время движения остается близким к расстоянию между этими вихрями в начальный момент времени. Из такого определения Карман получил следующее условие устойчивости:

$$h_{\text{Ц}}/ l_{\text{Ц}} = 0,2806. \quad (3)$$

Если теперь такую цепочку с вышеприведенным соотношением параметров $h_{\text{Ц}}$ и $l_{\text{Ц}}$ закрепить в коробе (канале), а вихри при этом будут вращаться, то такая цепочка будет создавать поток определенной скорости и направления.

Оценим величину скорости потока, создаваемого цепочкой Кармана, при условии, что поток из канала за счет других побудителей расхода отсутствует. Если считать, что вихри создаются вращающейся с угловой скоростью $\omega_{\text{Л}}$ лопаткой с радиусом лопастей $r_{\text{Л}}$, то для величины циркуляции скорости можем записать выражение

$$\Gamma = \int V_{\text{Ц}} dr_{\text{Ц}} = \int \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 d\varphi_{\text{Ц}} = 2 \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 \pi. \quad (4)$$

С учетом равенства (4) формулу (2) для скорости движения вихревой цепочки можно переписать в виде

$$V_{\text{ЦС}} = \pi \omega_{\text{Л}} r_{\text{Л}}^2 / l_{\text{Ц}} \cdot \text{cth}(\pi h_{\text{Ц}} / l_{\text{Ц}}). \quad (5)$$

Полученное соотношение позволяет сделать оценки генерируемой скорости потока неподвижной системы вихрей в демпфирующем устройстве. Положив $\omega_{\text{Л}} = 950 \text{ с}^{-1}$, $r_{\text{Л}} = 0,02 \text{ м}$, $h_{\text{Ц}}/l_{\text{Ц}} = 0,02806$, $h_{\text{Ц}} = 0,04 \text{ м}$, для величины скорости получим значение для симметричного порядка $V_{\text{ЦС}} = 11,84 \text{ м/с}$.

Воспользовавшись уравнением Бернулли, оценим величину перепада давления, создаваемого цепочкой вихрей при одном закрытом торце канала, т. е. размещенной в коробе у излучателя и фотоприемника анализатора и представляющей собой аэродинамическое окно.

$$\Delta P_{\text{Ц}} = (P_{\text{О}} - P)_{\text{Ц}} = \rho V_{\text{ЦС}}^2 / 2. \quad (6)$$

Положив для воздуха $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$, получаем для симметричного порядка $\Delta P_{\text{ЦС}} = 90 \text{ Н/м}^2$. Экспериментальные исследования цепочки с симметричным порядком расположения при трех вихрях в одной цепочке дали значения перепада давления несколько ниже расчетных. В эксперименте перепад давлений при тех же выбранных выше условиях составил для симметричной цепочки $\Delta P_{\text{ЦС}} = 25 \text{ Н/м}^2$. Более низкое значение $\Delta P_{\text{Ц}}$ в эксперименте можно объяснить приближенным характером определения величины Γ в теоретических расчетах, а также влиянием диссипации энергии за счет вязкостного трения.

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 584 с.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА КОЛЕБАТЕЛЬНО–НЕРАВНОВЕСНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ МОЛЕКУЛЫ CO₂

К. И. Аршинов¹, О. Н. Крапивная¹, В. В. Невдах²

¹Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск

²Белорусский национальный технический университет, Минск

E-mail: itaaki@yandex.ru, krapolya@gmail.com, v.v.nev@bk.by

В работе представляется методика многочастотного зондирования колебательно-неравновесной газовой смеси, содержащей молекулы CO₂. Выражение для ненасыщенного коэффициента усиления (КУ) в центре линии переходов 00⁰1-[10⁰0,02⁰0]_{I,II} молекул CO₂ в колебательно-неравновесной газовой смеси может быть записано в виде

$$K_{(1i,2i)} = f(N_m, N_{n1,2}, T), \quad (1)$$

где индекс 1 относится к переходу 00⁰1-10⁰0, индекс 2 – к переходу 00⁰1-02⁰0, m – к верхнему лазерному уровню, n – к нижнему уровню (полное выражение см. в [1]). Если КУ для колебательно-неравновесной среды измерены, то в (1) неизвестными величинами остаются температура газа T и населенности колебательных уровней N_m и N_{n1}, N_{n2} . Связь между искомыми параметрами $\{N_{n1}, N_{n2}, N_m, T\}$ и результатами измерений КУ $\{k_{1i}, k_{2i}\}$ на линиях обоих переходов определяется системой уравнений

$$\begin{cases} k_{1i} = K_{1i}(N_{n1}, N_m, T), \\ k_{2i} = K_{2i}(N_{n2}, N_m, T), \end{cases} \quad (2)$$

где k_{1i} и k_{2i} – результаты i -го измерений КУ. Система уравнений (2) может быть решена методом наименьших квадратов путем минимизации функционала

$$Z = \sum_{i=1}^S w_{1i} (k_{1i} - K_{1i})^2 + \sum_{i=1}^S w_{2i} (k_{2i} - K_{2i})^2, \quad (3)$$

где w_{1i} и w_{2i} – весовые коэффициенты. Для любой заданной температуры T условиям минимума соответствует система линейных уравнений

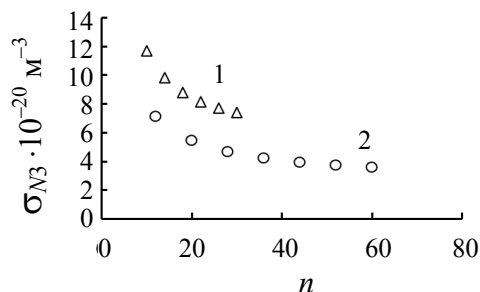
$$\begin{cases} -N_{n1} \cdot H_1 + N_m \cdot H_2 = H_3, \\ -N_{n2} \cdot H_4 + N_m \cdot H_5 = H_6, \\ -N_{n1} \cdot H_7 - N_{n2} \cdot H_8 + N_m \cdot H_9 = H_{10}, \end{cases} \quad (4)$$

где коэффициенты $H_1 \div H_{10}$ представляются через параметры, входящие в выражения (1) и из-за их громоздкости не приводятся. Расчет КУ производился на основании выражения (1). За счет наложения гауссова шума на рассчитанные КУ формировались «экспериментальные» КУ $\{k_{1i}, k_{2i}\}$. Уровень шума определялся в процентах от минимального КУ в рассматриваемом спектральном диапазоне и был принят равным 3 %, что приблизительно соответствовало среднему квадратическому отклонению

(СКО) $\sigma_k = 0.02 \text{ м}^{-1}$. На рис. 1 приведены зависимости СКО населенности уровня 00^01 σ_{N_m} от количества линий n для $\sigma_k = 0.02 \text{ м}^{-1}$. Видно, что точность метода возрастает с ростом числа линий, а также в случае одновременного использования линий обоих переходов.

Рис. 1. Зависимость СКО населенности уровня 00^01 σ_{N_3} от числа линий n для $\sigma_k = 0.02 \text{ м}^{-1}$

1 – использованы КУ линий P- и R- ветвей перехода 00^01-10^00 ; 2 – использованы КУ линий P- и R-ветвей переходов 00^01-10^00 и 00^01-02^00



Системе уравнений (4), если она имеет решение, соответствует глобальный минимум Z (3). Из рис. 2 видно, что при инверсии, превышающей некоторое значение, глобальный минимум Z трансформируется в ложбину (рис. 2б), и населенность нижнего уровня 10^00 не может быть определена корректно. При рассмотрении зависимости $\lg Z$ от населенностей уровней 00^01 N_m и 02^00 N_{n2} был получен аналогичный результат.

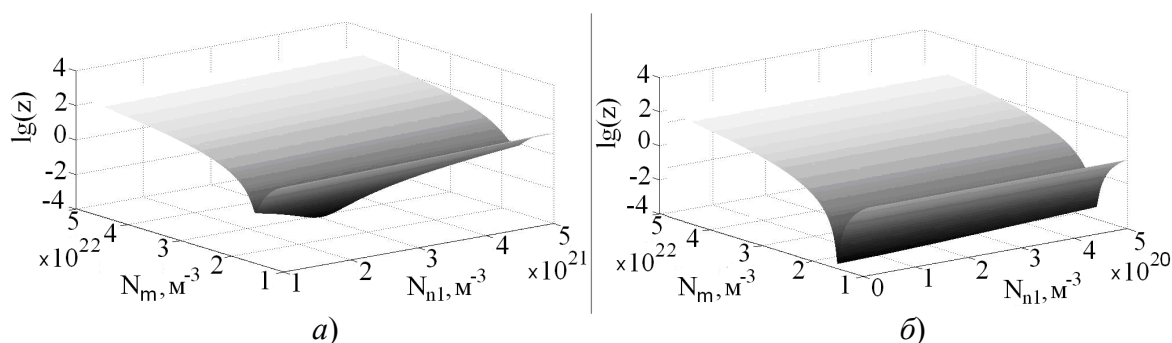


Рис. 2. Зависимости $\lg(Z)$ от населенностей колебательных уровней 00^01 N_m и 10^00 N_{n1} при СКО измерения КУ $\sigma_k = 0.02 \text{ м}^{-1}$: $N_m/N_{n1} = 10$ (а) и $N_m/N_{n1} = 200$ (б)

Методика была применена для анализа результатов измерений коэффициентов усиления в активной среде CO_2 -лазера с поперечным разрядом при давлении 80 Тор на линиях P- и R-ветвей переходов $00^01-[10^00, 02^00]_{\text{I,II}}$ и переходов первой полосы секвенции $00^02-[10^01, 02^01]_{\text{I,II}}$ работы [2]. Для уровней 00^01 , 10^00 , 02^00 , 00^02 , 10^01 , 02^01 определено:

$$T = (366.8 \pm 0.3) \text{ К}, N_{001} = (1.816 \pm 0.01) \times 10^{22} \text{ м}^{-3}, N_{020} = (2.087 \pm 0.07) \times 10^{21} \text{ м}^{-3}, \\ N_{100} = (1.817 \pm 0.06) \times 10^{21} \text{ м}^{-3}; \\ T = (364.6 \pm 1.1) \text{ К}, N_{002} = (4.529 \pm 0.03) \times 10^{21} \text{ м}^{-3}, N_{021} = (3.359 \pm 0.04) \times 10^{20} \text{ м}^{-3}, \\ N_{101} = (2.348 \pm 0.03) \times 10^{20} \text{ м}^{-3}.$$

1. Аршинов К. И., Лешенюк Н. С., Невдах В. В. // Квант. электр. 1998. Т. 25, № 8. С. 679–682.
2. Brimacombe R. K., Reid J. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V.19, No. 11. P. 1674–1679.

СВЕТОДИОДЫ СРЕДНЕГО ИК–ДИАПАЗОНА ДЛЯ АНАЛИЗА ГАЗОВЫХ И ЖИДКИХ СРЕД

В. В. Кабанов, Д. М. Кабанов, Е. В. Лебедок, П. В. Шпак

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: d.kabanau@dragon.bas-net.by

Приборы для анализа и детектирования различных газовых и жидких сред имеют широкий спектр применения в таких сферах как экология, медицина, системы безопасности и мониторинга. В последнее время к таким системам предъявляются требования обеспечения энергоэффективности, компактности, высокой чувствительности и быстродействия. Большинству из этих показателей удовлетворяют оптоэлектронные системы на основе свето- и фотодиодов. Как правило, в этих системах используются светодиодные источники излучения на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/AlGaAsSb и InAs/InAsSb/InAsSbP, работающие в диапазоне длин волн 1,8–2,4 мкм и 3,5–5,5 мкм соответственно. Данная работа посвящена исследованию возможностей практического применения таких светодиодов.

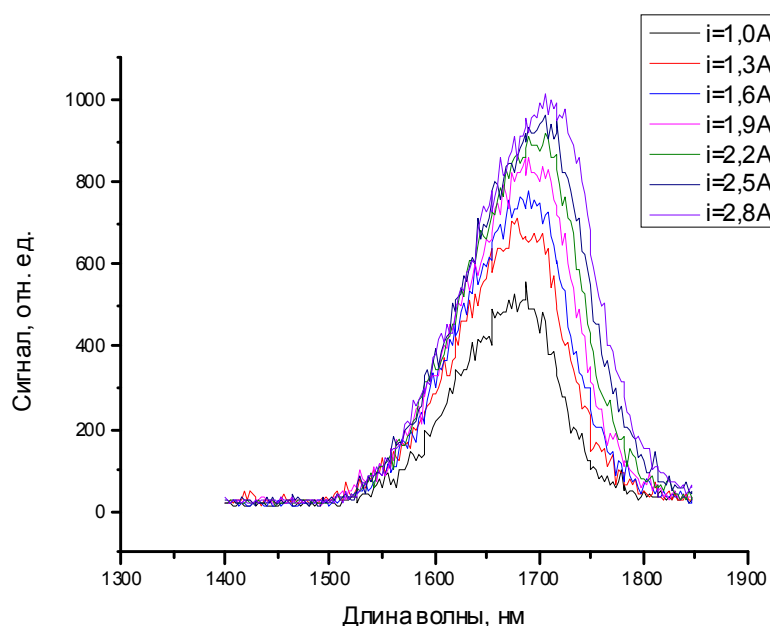


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения светодиода LED17 от подаваемого тока

Экспериментальные исследования спектров испускания светодиодов проведены в атмосфере азота и воздуха при различных температурах. Регистрация спектров излучения выполнена с помощью сканирующего монохроматора Solar ТП MS2004i, обеспечивавшего спектральное разрешение не хуже 10 нм. Светодиоды возбуждались импульсами тока с ампли-

тудой 0,5–3 А, длительностью 10–20 мкс и частотой следования импульсов 1–16 кГц. На рис. 1 представлена зависимость спектр излучения светодиода LED17 от подаваемого тока при комнатной температуре в атмосфере воздуха. Светодиод LED17 используется в системе для измерения содержания воды в нефти, так как его спектр испускания совпадает со спектром поглощения нефти и нефтепродуктов.

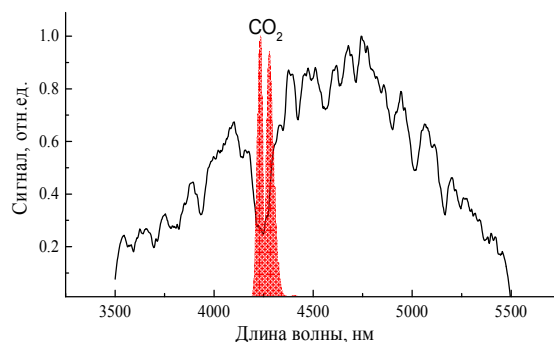


Рис. 2. Спектр излучения светодиода LED46 и спектр поглощения углекислого газа в отн. ед.

Характерные линии поглощения большинства газов находятся в диапазоне 3,5–5,5 мкм и располагаются достаточно дискретно, что позволяет производить их детектирование достаточно точно без влияния инородных примесей. На рис. 2 представлены спектр испускания светодиода LED46 а также спектр поглощения молекул углекислого газа (из базы данных HITRAN) [1]. Поскольку в атмосфере концентрация углекислого газа достаточно велика (порядка 400 ppm), то в представленном спектре наблюдается провал вблизи полосы поглощения CO_2 (4,2–4,3 мкм). Провал спектра излучения вблизи 4,3 мкм исчезает при проведении измерений в атмосфере чистого азота. Проведенные измерения концентраций углекислого газа с помощью оптопар светодиод-фотодиод показали возможность достоверного детектирования CO_2 в диапазоне концентраций 300 – 100000 ppm. Для повышения эффективности детектирования необходимо использование узкополосных оптических фильтров, термостабилизации, системы усиления.

Таким образом показана возможность измерения и детектирования различных газовых и жидких сред посредством подбора соответствующей оптической пары светодиод-фотодиод.

1. Rothman L .S. et al. // J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 2009. V. 110. P. 533–572.

ТЯГА И УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ ВОЗДУХА

П. В. Чекан, П. И. Веренич, А. Н. Чумаков

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: chekan@imaph.bas-net.by

Лазерно-плазменный двигатель (ЛПД) малой тяги рассматривается в настоящее время в качестве перспективного средства для коррекции орбит микро- и наноспутников и их ориентации в пространстве [1–4]. Управлять такими космическими аппаратами можно лишь малыми единичными импульсами тяги, которые практически недоступны для стационарных электрореактивных двигателей. На основании результатов предварительных экспериментальных исследований [4] совместно с ФГУП ЦНИИМАШ был разработан и изготовлен экспериментальный образец лазерно-плазменного двигателя: на основе Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм и на основе эрбиевого лазера с длиной волны $\lambda = 1,5$ мкм. Одними из основных критериев сравнения реактивных двигателей являются удельный импульс тяги $I_{\text{спец}}$, характеризующий эффективность использования рабочего тела, и тяга в единичном импульсе (усилие, которое развивает двигатель в направлении движения аппарата при испарении рабочего тела единичным лазерным импульсом).

Два прототипа ЛПД испытывались с разными рабочими телами: жидким сплавом индия с галлием и высокомолекулярной жидкостью на основе вакуумного масла с наполнителем, поглощающим лазерное излучение. Измерения проводились в откачанной вакуумной камере, при значениях пониженного давления ~ 53 и $\sim 0,13$ Па, что соответствует атмосферному давлению на высотах ~ 63 и ~ 110 км над уровнем моря. Для измерения тяги использовался прокалиброванный по оригинальной методике [5] пьезоэлектрический датчик импульсного давления. Результаты измерений тяги в единичном импульсе приведены в таблице 1.

Таблица 1

Результаты измерений тяги ЛПД

Давление в вакуумной камере, Па	Тяга в единичном импульсе (импульс тяги), Н			
	ЛПД с эрбиевым лазером		ЛПД с Nd:YAG лазером	
	Рабочее тело – вакуумное масло с наполнителем	Рабочее тело – сплав In + Ga	Рабочее тело – вакуумное масло с наполнителем	Рабочее тело – сплав In + Ga
53	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
0,13	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$

Для измерения удельного импульса ЛПД в вакууме был реализован оптический метод измерения скорости плазмы на основе двух высокоскоростных фотодиодов с оптоволоконным вводом излучения, основанный на создании оптической проекции изображения плазменного сгустка на торцы оптоволоконных вводов фотоприемников с помощью фокусирующей линзы, находящейся вне вакуумной камеры, и определении временной задержки между сигналами обоих фотоприемников с учетом расстояния между ними. Измерение удельного импульса проводилось с рабочим телом на основе сплава индия с галлием при двух значениях остаточного давления воздуха в вакуумной камере. Результаты измерений приведены в таблице 2.

Таблица 2

Результаты измерения удельного импульса ЛПД

Давление в вакуумной камере, Па	Скорость разлета лазерной плазмы ЛПД, м/с	Удельный импульс ЛПД, с
53	35 651	3638
0,13	34 884	3560

Таким образом, в работе выполнены измерения тяги и удельного импульса двух прототипов лазерно-плазменного двигателя при двух значениях остаточного давления воздуха в вакуумной камере 53 Па и 0,13 Па, последнее из которых соответствует давлению воздуха на высоте ~110 км над уровнем моря и может считаться космическим вакуумом. Показано, что рабочее тело на основе высокомолекулярной жидкости обеспечивает более высокие значения тяги, чем жидкометаллический сплав галлия и индия, а эффективность преобразования энергии лазерного излучения в тягу лазерного микродвигателя уменьшается в 1,5–2 раза с понижением давления воздуха от 53 до 0,13 Па. Удельный импульс описанного лазерно-плазменного микродвигателя достигает значений ~3600 с и мало зависит от давления окружающего газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф14М-132) и ГПНИ «Конвергенция» (задание 2.4.05).

1. *Antropov N. N. et al.* // Applied Physics Journal, 2002, № 1. С. 37.
2. *Phipps C. R., Luke J. R.* // AIAA Journal. 2002, V. 40, P. 310.
3. *Phipps C. R., Luke J. R.* // Laser plasma thruster. Patent 6530212 USA / 2003.
4. Любченко Ф. Н., Феденев А. В., Чумаков А. Н. и др. // VII Межд. симпозиум по радиационной плазмодинамике: Сб. тр. - М.: НИЦ "Инженер", 2006. С. 26.
5. *Петренко А. М., Чекан П. В., Чумаков А. Н.* // Plasma Physics and Plasma Technology VII International Conference, contributed papers. 2012. P. 712.

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ УСИЛЕНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ И ОКИСЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ СТАЛИ

А. Н. Чумаков, И. С. Никончук

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: chumakov@dragon.bas-net.by

Лазерно-индуцированное окисление с одновременным структурированием поверхности материала играет важную роль в улучшении его механических, физических и химических свойств и может применяться для усиления смачиваемости поверхности, улучшения её биологической совместимости и т. д. [1–5]. Важной задачей является установление особенностей этого процесса. В работе исследовано влияние окружающей среды (воздуха, перекиси водорода, воды, этанола) на смачиваемость и окисление поверхности лазерно-облученных стальных мишеней.

Модификация образцов из Стали 45 осуществлялась импульсным лазерным излучением ($\lambda = 1064$ нм, $q = 3,2 \cdot 10^9 \div 4,4 \cdot 10^9$ Вт/см², $\tau = 1$ нс, $f = 100$ Гц). Образцы перемещались по программно-заданной траектории со скоростью 0,25 мм/с. Траектория сканирования представляла собой набор плотно прилегающих друг к другу параллельных полос. Лазерное облучение осуществлялось в воздухе атмосферного давления, 3% перекиси водорода, дистиллированной воде, этаноле.

В результате лазерной модификации предварительно отполированных стальных образцов в перекиси водорода и в атмосферном воздухе существенно возросла их смачиваемость (рис. 1).

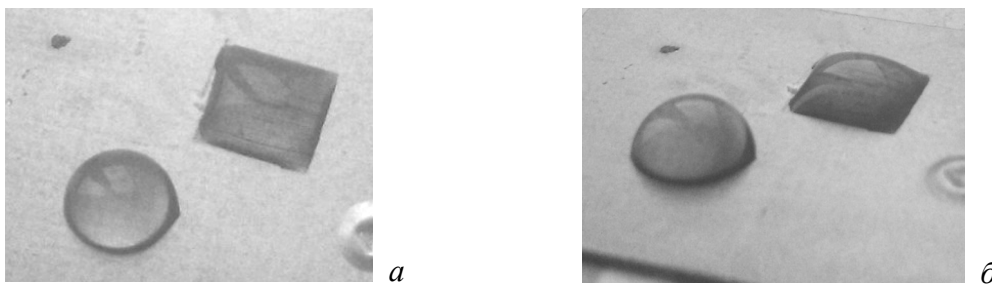


Рис. 1. Усиление смачиваемости стальной поверхности

а – вид сверху, *б* – вид сбоку: круглая капля воды – на необлученной поверхности, на облученной – квадратная капля, повторяющая контур лазерно-облученной области

Анализ элементного состава модифицированных областей Стали 45 с помощью энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии выявил в них пятикратное увеличение содержания кислорода, а сканирующая электронная микроскопия показала наличие наноразмерных зернистых структур на поверхности, модифицированной в перекиси водорода и в

воздухе [6]. Анализ спектров комбинационного рассеяния света (КРС) облученных образцов выявил усиление образования окислов железа (рис. 2).

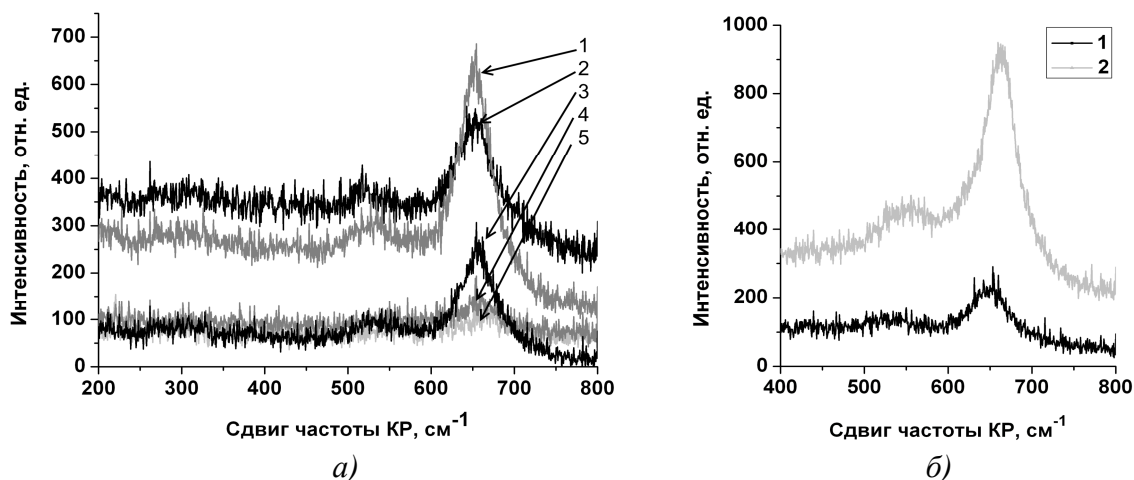


Рис. 2. Спектры КР облученных в различных средах стальных образцов
а) 1 – образец облучен в 3% перекиси водорода; 2 – в дистиллированной воде; 3 – в воздухе;
4 – в этаноле; 5 – исходный образец;
б) облученный в воздухе образец: 1 – плотность мощности $3,2 \cdot 10^9$ Вт/см², 2 – плотность мощности $4,4 \cdot 10^9$ Вт/см²

Максимумы в области $301,6 \text{ см}^{-1}$, $533,6 \text{ см}^{-1}$ и $662,7 \text{ см}^{-1}$ характерны для Fe_3O_4 [7]. Об образовании оксида железа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ могут свидетельствовать незначительные максимумы в области $299,3 \text{ см}^{-1}$ и $611,9 \text{ см}^{-1}$ [7]. Интенсивность пиков, характерных для оксидов, наиболее существенна при лазерном облучении образца в перекиси водорода и воздухе. Кроме среды облучения на интенсивность пиков также влияет плотность мощности лазерного излучения (рис. 2, б).

Таким образом, лазерно-индуцированное микро- и наноструктурирование стальной поверхности в среде атмосферного воздуха и перекиси водорода стимулирует усиление ее смачиваемости и окисления.

Авторы благодарят А.С. Мацукович за помощь в регистрации спектров КРС.

1. Liu Y., Hu J., Zhao L., Guo Z. et al. // Opt. & Las. Techn. 2010. No 42, P. 647–652.
2. Chumakov A. N., Nikonchuk I. S., Gakovic B. et al. // Physica Scripta. 2014. V. 162, 014016.
3. Petrović S., Peruško D., Kovač J., et al. // Materials Chemistry and Physics. 2014. No 143. P. 530–535.
4. Ortiz-Morales M., Frausto-Reyes C., Soto-Bernal J. J. et al. // Spectrochim. Acta Part A: Molec. and Biomolec. Spectroscopy. 2014. No 128. P. 681–685.
5. Cui C.Y., Cui X.G., Ren X.D. et al. // Applied Surface Science. 2014. No 305. P. 817–824.
6. Chumakov A.N., Nikonchuk I. S., Gakovic B. et al. // Plasma physics and plasma technology: contributed papers of VIII International conference. Minsk: Kovcheg, 2015. Vol.1. P. 282–285.
7. de Faria D. L. A., Venâncio Silva S. and de Oliveira M. T. // Journal of Raman Spectroscopy. 1997. No 28, P. 873–878.

ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЭРОЗИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА УГЛЕРОДА ПРИ УПРАВЛЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. К. Гончаров¹, М. В. Пузырев¹, Г. А. Гусаков¹, В. Ю. Ступакевич²

¹Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

²Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно
E-mail: puzyrev@bsu.by

Известна существенная роль энергетического спектра ионов при осаждении тонких пленок физическими методами, в частности при лазерно-плазменном осаждении.

В настоящей работе исследовался эрозионный лазерный факел мишени из высокоориентированного графита марки УПВ-1. На мишень воздействовали 20 нс импульсами неодимового лазера. Исследования проводились с целью оптимизации процессов нанесения углеродных нанопленок на различные подложки. Так как в наших экспериментах осаждение пленок связано с потоком тяжелых частиц, а электроны могут вызывать дополнительные (не всегда желательные) явления вторичной эмиссии, рекомбинации необходимо избавиться от электронов.

Предварительные эксперименты показали, что при расположении сетки с потенциалом +6 В на расстоянии 6 см от поверхности лазерной мишени после сетки формируется в основном поток ионов. Все электроны уводятся на заземляющую шину.

Отсепарированными первой сеткой ионами можно управлять с помощью потенциала на второй сетке. В нашем случае вторая сетка расположена между первой сеткой и подложкой. Расстояние от первой сетки 3 см. Такое же расстояние от подложки до второй сетки.

При подаче на вторую сетку отрицательного потенциала по отношению к первой сетке можно управлять скоростью ионов. Такие эксперименты были проведены при подаче различных потенциалов на вторую сетку. При этом на 1 сетке во всех экспериментах подавался потенциал 6 В, а сигнал снимался с нагрузочного сопротивления (см. рис. 1).

После первой сетки в основном летят ионы. При плотности мощности воздействующего лазерного излучения $5,6 \times 10^8$ Вт/см⁻² в эрозионной лазерной плазме присутствуют ионы различной кратности ионизации C^+ , C^{++} , C^{+++} . При подаче потенциала между первой и второй сеткой происходит их расслоение с увеличением на переднем фронте C^{+++} .

Следует заметить, что в пространстве между первой сеткой и подложкой практически отсутствуют электроны, которые были осаждены первой сеткой на заземляющую шину. Вследствие этого невозможна рекомбинация ионов. Однако при напряжениях на второй (ускоряющей) сетке 20 В в экспериментах замечено уменьшение ионов второй кратности и увеличение ионов первой кратности. Можно

предположить, что ионы второй кратности начинают частично рекомбинировать и переходить в ионы первой кратности. При дальнейшем увеличении потенциала на второй сетке (35 В) происходит уменьшение ионов третьей кратности ионизации и увеличение ионов второй кратности ионизации, которых в свою очередь становится меньше по сравнению с ионами первой кратности ионизации.

Это может быть связано с тем, что ионы третьей кратности ионизации, имеющие наибольшую скорость, начинают формировать из материала подложки эрозионную плазму, электроны которой могут участвовать в рекомбинации подлетающих ионов второй и первой кратности ионизации. При больших скоростях ионов третьей кратности ионизации плазма, которая формируется у подложки, успевает изменять

количество и этих ионов. На рис. 2 представлено изменение тока за счет ионов различной кратности, что подтверждает наше предположение.

Таким образом, управляя скоростью ионов, можно не только регулировать режимы осаждения пленок (в том числе металлических), но и управлять режимами предварительной обработки поверхности подложки (травление, создание псевдодиффузных слоев) для получения высокой адгезии.

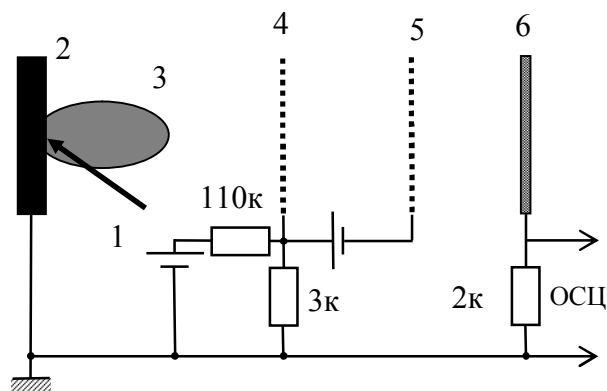


Рис. 1. Схема эксперимента:

1- лазерное излучение; 2 – графитовая мишень;
3 – эрозионный факел; 4 – первая сетка;
5 – вторая сетка; 6 – подложка

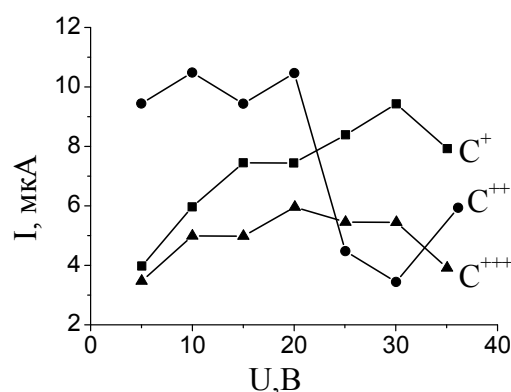


Рис. 2. Зависимость тока на зонде от ускоряющего потенциала между первой и второй сеткой для ионов разной кратности ионизации

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ГЛАЗУРИ КЕРАМИЧЕСКОЙ ПЛИТКИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЛАЗЕРНО-ЭМИССИОННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

С. С. Ануфрик, Н. Н. Курьян

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: kurian90@mail.ru

В производстве глазурованной керамической плитки однократного обжига можно выделить следующие этапы [1]: выбор сырья и приготовление смеси (в том числе и для глазури); формовка; сушка; нанесение ангоба, глазури; обжиг.

Особое место, среди выше указанных этапов производства керамической плитки занимает этап нанесения ангоба, глазури. Именно от качества глазури и от процесса нанесения ее на черепок керамической плитки будут зависеть прочностные и эстетические свойства конечного продукта.

Для проведения спектрального лазерно-эмиссионного анализа нами использовался портативный лазерный анализатор элементного состава (LIBS), разработанный в ГНУ «Институт физики им Б. И. Степанова НАНБ». Параметры излучения: длина волны 1064 нм, стабильность энергии $\pm 3\%$, абсолютная длительность 7–8 нс, частота повторения импульсов генерации 15 Гц. Диаметр пучка 1–3 мм, расходимость 0,8 мрад. Область спектральной чувствительности (по уровню 0,1) составляет 200 – 1060 нм.

Исследования проводились при работе прибора в двухимпульсном режиме. Первый импульс формировал лазерно-плазменный факел, а второй его дополнительно возбуждал. Задержка между импульсами составляла 6 мс, частота следования лазерных импульсов - 5 Гц. Энергия лазерного импульса равнялась 46 мДж. По исследуемым образцам, глазури керамической плитки, производилось 5 серий импульсов в разные участки исследуемого материала.

В качестве объектов исследования были взяты образцы глазури керамической плитки производства ОАО «Керамин» («Кристаллина», S2/92, M1, M4), а так же облицовочная и половая керамическая плитка. В керамической плитке исследовалась глазированная поверхность.

В исследуемых образцах глазури было обнаружено 42 химических элемента, из которых: 21 составляли переходные металлы, 4 – постпереходные металлы, 4 – щелочноземельные металлы, 3 – галогена, 3 – щелочные металлы, 2 – неметалла, 1 – актиноид, 4 – пниктогена. Было выявлено избыточное содержание элементов: Si, Ca, Zn, S, Cl, K, которые не учитываются в нормах ПДК. При сравнении химических составов гла-

зурей S2/92 и «Кристаллина» в образце глазури «Кристаллина» не был обнаружен Cr и Br. Сравнительный анализ глазурей M1 и M4 указывает на наличие в глазури M1 следующих элементов: Nb, Cd, Cr, W, Al, In, Pb, Ga, Mg, Rb.

Для более детального изучения химического состава глазури были исследованы глазурованные стороны облицовочной и половой керамической плитки. В качестве покрытия облицовочной плитки использовалась глазурь марки «Кристаллина», а для половой плитки – глазурь марки «M1».

При сравнении концентрации химических элементов в образцах глазури «Кристаллина» (облицовочная керамическая плитка) было выявлено увеличение концентраций: Zr, Co, Y, Cu, Si, Pb, Se, U, Bi, Sb и уменьшение концентраций: Zn, Nb, V, Hg, Ti, Mn, W, Mo, Sn, Ca, Ba, Sr, Cl, K, S. Химические элементы: Fe, Ge, Ce, Ga, Mg, I, Rb, Cs, As, P в образце глазури, нанесенной на облицовочную керамическую плитку и прошедшей стадию «Обжиг», не были обнаружены.

Сравнение химического состава глазури «M1», до и после нанесения на керамическую плитку (половая плитка), указывает на уменьшение концентраций Zr, Zn, Nb, Co, Ni, Y, Cd, Hg, Cu, W, Sn, In, Pb, Ca, Ba, K, Rb, S, Se, As, Sb и увеличение концентраций V, Ti, Mn. Химические элементы: Ge, Al, Ga, I, Cs, U, Bi в образце глазури, нанесенной на половую керамическую плитку и прошедшей стадию «Обжиг» не были обнаружены. Концентрации Si, Sr, Mg, Cl практически не изменились.

Сравнительный анализ химического состава глазури облицовочной и половой керамической плитки, до и после глазурования, указывает на схожесть элементных химических составов. Отличие наблюдается в концентрациях химических элементов, что обуславливает отличие цвета и физико-химических свойств облицовочной и половой керамической плитки прошедшей этап глазурования.

1. Керамическая плитка. Производство. [Электронный ресурс]. /KERAMASTER/ – 2015. – Режим доступа: <http://www.keramaster.com/keramicheskaya-plitka-proizvodstvo.html#ixzz3mXcOg8HW> – Дата доступа: 23.09.2015.
2. Техпроцесс производства керамической плитки [Электронный ресурс]. /ОДО Гермес и Ко/ – 2015. – Режим доступа: <http://germesiko.by/tehprocess-proizvodstva-keramichesk> – Дата доступа: 23.09.2015.
3. Технология производства. [Электронный ресурс]. /Beryoza Ceramica/ – 2015. – Режим доступа: <http://www.bsm.by/ru/about/excursion/technology> – Дата доступа: 23.09.2015.
4. Позняк А. И. Керамическая плитка: проверка на прочность / А. И. Позняк, С. Н. Баранцева, И. В. Левицкий ; под ред. А. И. Позняк. Минск: БСГ Строительная газета, 2013. № 3/4. 6 с.

ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНО-ГЕНЕРИРОВАННЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР

П. П. Трохимчук

Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки,

Луцк, Украина

E-mail: trope@yandex.ru

Обсуждается проблема моделирования механизмов образования лазерно-генерированных наноструктур. На поверхности при облучении в области собственного поглощения материала, как правило, возникают наноструктуры: нанохолмы при наносекундных режимах облучения [1–5] высотой до 100 нм или нанокolonны высотой до 450 нм при облучении сериями фемтосекундных импульсов [1, 4]. В объеме при воздействии лазерного излучения в области примесного поглощения возникают каскады микроструктур, нити длиной несколько сантиметров и диаметром несколько микрометров [1, 4].

Для объяснения этих экспериментальных данных используются различные методы моделирования: термодинамические [2, 3]; плазменные [1, 4]; электродинамические [6] и физико-химические [1, 5].

Рассмотрим вначале проблему образования поверхностных наноструктур. Из обзора экспериментальных результатов видно, что на однородность их образования влияют следующие факторы: однородность облучаемого материала; равномерность засветки; длина волны облучения и поляризация падающего излучения.

При соблюдении первых двух факторов однородные по высоте поверхностные наноструктуры получаются при облучении излучением с эллиптической или циркулярной поляризацией.

Длина волны облучения влияет следующим образом: чем больше коэффициент поглощения, тем более высокие наноструктуры получаются. Так, если при облучении кремния и арсенида галлия сериями импульсов неодимового лазера высота наноструктур (нанохолмов) составляет 15–20 нм, то при облучении германия с теми же режимами облучения высота наноструктур достигает уже 100 нм. Это можно объяснить следующим образом: при большем коэффициенте поглощения происходит более интенсивная фотоионизация и поэтому происходит более интенсивный свеллинг (разбухание) поверхности. При этом за счет разрыва ковалент-

ных химических связей в режиме насыщения возбуждения могут образовываться кристаллографические модификации с более высоким числом «электронегативности». Это и наблюдалось на эксперименте: верхние части нанохолмов германия имели гексагональную структуру, в отличие от исходного материала, который имел структуру алмаза. Дело в том, что в случае собственного поглощения при насыщении возбуждения мы должны перейти к приближению близкодействия и к химическим связям, так как речь идет о фазовых превращениях в облученном материале, а не об излучательной релаксации.

Наиболее существенные экспериментальные результаты были получены при облучении материала сериями импульсов от нескольких десятков для наносекундного режима облучения и до нескольких сотен для фемтосекундного режима. Сценарий образования поверхностных наноструктур при этом следующий. Первичные импульсы приводят к процедуре нелинейной фотоионизации приповерхностного шара, что является причиной появления затравочных фазонов [7]. Дальнейшее облучение в зависимости от интенсивности приводит либо к увеличению высоты наноструктур (в случае электромагнитного свелинга), либо к уменьшению (в случае тепловой релаксации).

Существенный интерес представляет случай образования объемных микроструктур. Первые экспериментальные результаты были получены еще в 1965 году [8] при экспериментальном подтверждении самофокусировки, которое сопровождалось образованием каскада объемных разрушений облучаемого материала

Следует отметить, что на эффективность дефектообразования большое влияние оказывают симметрия облучения и среды. В нелинейной оптике это задается условиями фазового синхронизма, практически условиями когерентности взаимодействия [8]. В прозрачных средах это обусловлено анизотропией локальных центров рассеяния излучения. В области собственного поглощения для полупроводников анизотропия обусловлена ковалентностью связей кристалла. Так, для антимонида индия накачка полупроводникового лазера оптическим излучением лежащим в области собственного поглощения полупроводника, а также эффективность дефектообразования при дальнейшем увеличении интенсивности облучения, будет наиболее эффективная при направлении излучения под углом $37,5^\circ$ к направлению $\{111\}$ или $62,5^\circ$ к направлению

{110}, другими словами перпендикулярно к плоскости чистой ковалентной связи (решетка сфалерита) [1]. На основании этого объясняется ориентационный эффект зависимости образования донорных центров в антимониде индия, генерируемых излучением наносекундных импульсов рубинового лазера [1].

Известно, что в сильных электрических полях симметрия облучаемого материала понижается, сфалерит переходит в вюртцит, тетрагональная симметрия в тригональную [6]. Причем выбирая режимы облучения мы можем с помощью лазерного облучения инициировать переходы не только от структур с более высокой симметрией к структурам с более низкой симметрией (включая кремний, германий и фазы углерода), но и наоборот – с более низких симметрий получать более высокие (например, лазерный отжиг ионноимплантированных слоев полупроводников) [1].

Таким образом, в данной работе проанализированы основные особенности проблемы моделирования лазерноиндуцированных поверхностных наноструктур и объемных микроструктур.

1. *Trokhimchuck P. P.* Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions. Lutsk: Vezha–Print, 2013. 280 p.
2. Квантовая электроника: перспективные направления / Под ред. И. С. Манака. Минск: Академия управления при Президенте республики Беларусь, 2012. 184 с.
3. *Medvid' A.* (2010) Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology Model and Properties. Nanowires Science and Technology, ed. Nicoletta Lupu. Vukovar: Inech, 2010. P. 61–82.
4. *Макин В. С.* Закономерности образования упорядоченных микро и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Санкт-Петербург: Государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2013. 384 с.
5. *Trokhimchuck P. P., Makoviychuk M. I., Dmytruk I. P.* // Физика взаимодействия излучений с твердым телом: Матер. 10-й Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2013. С. 241–243.
6. *Паращук В. В.* Стримерные полупроводниковые лазеры. Характеристики и анализ. Штутгарт: Lambert Academic Publishing, 2013. 274 с.
7. *Стафеев В. И.* // Прикладная физика, №4, 2005. С. 31–38.
8. *Шен И.* Принципы нелинейной оптики. М.: Мир, 1989. 560 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ УРАНА И АЛЮМИНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКСИДИРОВАННОГО АЛЮМИНИЯ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Д. С. Умрейко, А. П. Зажогин, А. И. Комяк, С. Д. Умрейко

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: zajogin_an@mail.ru

Известно, что внедрение лучших по характеристикам катализаторов на порядок, а то и два эффективнее других технических усовершенствований. Так в работе [1] показано, что с повышением температуры термообработки до 1000 °С активный компонент катализатора U/Al_2O_3 переходит в нанодисперсное состояние, что приводит к значительному увеличению его каталитической активности в реакциях окисления. Одним из перспективных способов является получения урановых катализаторов в виде пленок оксидов урана на твердом носителе.

В этой связи становится актуальным систематическое изучение физических механизмов взаимодействия оптического излучения с поверхностью металла, а также определение и получение оптимальных лазерных режимов (интенсивности и длительности лазерных импульсов, частоты следования, параметров сканирования лазерного пучка) для контролируемого микро- и наноструктурирования поверхностей объёмных материалов и нанесенных на поверхность подложек пленок с использованием лазерных импульсов с различными параметрами с учетом термодинамических характеристик, исходных механических свойств и качества поверхности облучаемого материала [2].

Целью настоящей работы являлось изучение процессов получения оксидов урана переменной валентности на поверхности оксидированного алюминия. При осаждении продуктов фотоконденсации ацетона и урана с помощью перекиси водорода на пористой поверхности оксидированного алюминия образуются прочно связанные с подложкой нанокластеры преимущественно шестивалентного пероксида урана [3]. Для получения высокореакционных оксидов урана на поверхности оксида алюминия использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Плавление вещества и возбуждение плазмы в спектрометре осуществляется излучением двухимпульсного лазера на АИГ+Nd³⁺ (модель LS2131 DM). Длительность импульсов ≈ 15 нс. Фокусное расстояние объектива 104 мм. Для уменьшения плотности энергии на мишени она располагалась на расстоянии 109 мм. Интервал между импульсами 8 мкс.

Изображения поверхности оксидированного алюминия с нанесенными пленками, полученные с помощью оптического микроскопа Webbers,

совмещенного с цифровой камерой (отраженный свет, увеличение в 3 раза) и микроинтерферометра Линника МИИ-4, приведены на рис. 1 (увеличение в 300 раз).

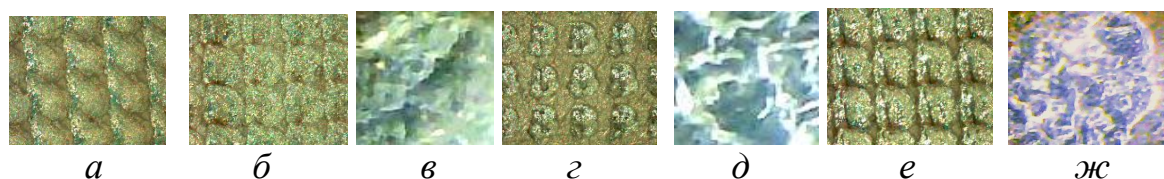


Рис. 1. Изображение поверхности оксидированного алюминия после обработки лазером по площади: *а* – 10 импульсов по 24 мДж, интервал между импульсами 0 мкс; *б, в* – энергия 2 импульсов по 24 мДж; *г, д* – 10 импульсов по 10 мДж; *е, ж* – 10 импульсов по 24 мДж (*а, б, г, е* – увеличение в 3 раза, *в, д, ж* – в 300 раз)

Для полуколичественной оценки содержания урана в порах использовался вышеприведенный спектрометр.

Для получения структур на поверхности материала с минимальными размерами (десятки нанометров), следует выбирать режим воздействия ультракороткими лазерными импульсами без абляции с плотностью энергии импульса ниже порога абляции, но выше порога плавления, обеспечивающий процессы сверхбыстрого нагрева, плавления и рекристаллизации поверхности металла. Другими словами, технологии создания на поверхности металла структур минимального размера в наномасштабной области основываются на физических процессах, приводящих к затвердеванию поверхности вещества при сверхвысоких скоростях охлаждения после окончания воздействия лазерными импульсами [2].

При использовании режима сдвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, обусловленные действием второго импульса. Температура плазмы, доходящая до нескольких десятков тысяч градусов, определяет наличие в ней ионов, электронов, радикалов и нейтральных частиц, находящихся в возбужденном состоянии. Наличие таких частиц приводит к высоким скоростям взаимодействия частиц и быстрому протеканию реакций (10^{-5} – 10^{-8} с) в плазме и на поверхности твердого тела. Выбирая энергию импульсов и между импульсный интервал можно управлять процессами поступления урана как в плазму, так и на поверхности твердого тела.

1. Исмагилов З. Р., Кунцевич С. В., Кузнецов В. В. // Кинет. катал. 2007. Т.48, № 5. С. 544–553.
2. Завестовская И. Н., Игошин В. И., Канавин А. П., и др. // Труды Физического института им. П. Н. Лебедева. 1993. Т. 217. С. 3 – 12.
3. Зажогин А. П., Зажогин А. А., Комяк А. И., Умрейко Д. С. // Журн. прикл. спектр. 2007. Т. 74, № 5. С. 565–568.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА ПРОЦЕССЫ ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В РАСТВОРАХ УРАНИЛПЕРХЛОРОТА В АЦЕТОНЕ

Д. С. Умрейко, А. П. Зажогин, А. И. Комяк

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: zajogin_an@mail.ru

В работе [1] было показано, что модельные жидкие радиоактивные органические отходы (ЖРОО), содержащие кетонные растворители (ацетон) и уранил могут, при оптическом облучении в области 400–420 нм, переведены в желеобразные, содержащие продукты поликонденсации кетонов и уран в различных валентных состояниях. Ионы уранила могут служить на свету либо окислителями, либо сенсibilизаторами реакции окисления другими окислителями, в частности молекулярным кислородом (автоокисление). В связи с наложением этих двух явлений результаты фотохимических исследований в случае наличия доступа воздуха к системе могут быть разнообразными.

Для исследования влияния кислорода воздуха и физико-химических свойств растворов на процессы фотохимического образования комплексов урана нами были использованы спектры электронного поглощения. В качестве объектов исследования нами были выбраны растворы уранилперхлората в ацетоне с добавлением нитрата кальция (2,5 мл 0,45 М УПХА + 125 мкл раствора $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ (2М) в ацетоне).

Регистрация спектров электронного поглощения в области 335–1000 нм осуществлялась на автоматическом спектрофотометре ПВА (производитель СП «Солар ТИИ»).

Облучение проводилось в герметичных кюветах с доступом воздуха (в) и без доступа (г). Совместные результаты для сравнения для всех исследованных систем представлены на рис. 1.

Сравнение спектров свидетельствует о различии видов образующихся комплексов четырех- и пятивалентного урана и их координационного окружения. Видно, что в системах с доступом кислорода воздуха при облучении в области 625–650 нм появляются новые полосы, принадлежащие комплексам четырех и пятивалентного урана, а около 900 нм обнаруживается поглощение комплексов трехвалентного урана.

В системах без доступа воздуха слабая полоса 625 нм при облучении в течение 60 мин появляется на фоне сильного увеличения поглощения продуктами поликонденсации ацетона. В дальнейшем (90 мин), на фоне сильного поглощения света продуктами поликонденсации, он практически не наблюдается.

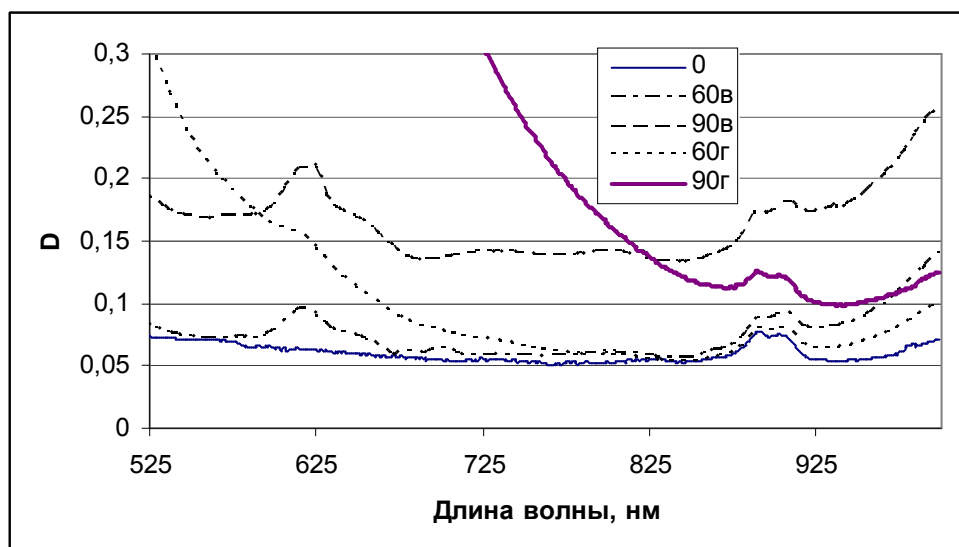


Рис. 1. Спектры поглощения комплексов урана переменной валентности в различных растворах: 60в и 90в – с доступом воздуха; 60г и 90г – без доступа воздуха (время облучения в мин)

Результаты настоящих исследований можно объяснить следующим образом. Характерной особенностью реакций ионов уранила с органическими соединениями на свету является очевидное сочетание процесса прямого фотохимического окисления органических соединений ионами уранила с сенсibilизированным разложением органического соединения при котором ионы $U(VI)$ остаются без изменений [2, 3]. Можно предположить, что в реакциях такого типа возбужденные светом ионы уранила окисляют одну часть органической молекулы, а затем снова окисляются другой ее частью до $U(VI)$. Таким образом, ионы уранила выступают как катализаторы дисмутации, активируемой светом. Реакции обоих типов могут иметь место в отсутствие кислорода. В присутствии же последнего становится возможной реакция третьего типа – сенсibilизированное автоокисление органического восстановителя и сопутствующее восстановление $U(VI)$ до $U(V)$ и $U(IV)$.

В заключение отметим, что введение дополнительно к основному электролиту небольших содержаний электролитов иной природы, по-видимому, позволит влиять на изменение фотохимических свойств системы более тонким смещением равновесия в нужном направлении, что, в свою очередь, может отразиться на расширении возможностей утилизации ЖРОО.

1. Зажогин А. П., Зажогин А. А., Комяк А. И., Умрейко Д. С. // Журн. прикл. спектр. 2007. Т. 74, № 5. С. 565–568.
2. Бучаченко А. Л., Худяков И. В. / Усп. хим. 1991. Т. 60, № 6. С. 1105–1127.
3. Рабинович Е., Белфорд Р. Спектроскопия и фотохимия соединений уранила. М.: Атомиздат. 1968. С. 218–316.

ВЛИЯНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СОСТОЯНИЕ ТОНКИХ ПЛЁНОК TiAlN/Si

Г. Д. Ивлев, В. А. Зайков, И. М. Климович, Ф. Ф. Комаров, О. Р. Людчик

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: ivlev-1947@mail.ru

Бинарный нитрид TiAlN известен как материал износостойких покрытий и упрочняющих слоёв [1, 2]. Нами исследовались особенности модификации тонких (0,5 мкм) плёнок TiAlN/Si воздействием наносекундного (70 нс) излучения рубинового лазера. Тестируемые образцы были приготовлены магнетронным распылением составной Ti-Al мишени в аргон-азотной атмосфере с сопутствующим образованием на кремниевой подложке плёнки бинарного нитрида с примерно одинаковым процентным содержанием Ti и Al. Плотность энергии облучения W системы TiAlN/Si варьировалась в интервале 0,5...1,6 Дж/см² при неоднородности лазерного пятна (диаметр 4 мм) не выше $\pm 5\%$. Состояние облучённой поверхности и микроструктура плёнок исследовались методами оптической и растровой электронной микроскопии (РЭМ).

В определённом интервале изменения W (0,6...0,9 Дж/см²) ниже установленного порога W_a разрушения/абляции плёнки (около 1 Дж/см²) лазерно-индуцированные теплофизические процессы приводят к изменению её морфологии - образованию системы латеральных ячеек (со средним размером, уменьшающимся с увеличением W от 1,8 до 1 мкм) вследствие релаксации термостимулированных механических напряжений, возникающих из-за высокого температурного градиента по глубине. Вместе с тем, в указанном интервале задаваемых значений W столбчатая микроструктура плёнки (средний диаметр столбцов ~ 40 нм) по данным РЭМ в поперечном сечении образцов изменяется весьма незначительно, что указывает на то, что при действии лазерного излучения плавление плёнки не достигается. В этой ситуации при исследовании динамики лазерного воздействия методом *in situ* наблюдалось термостимулированное уменьшение отражательной способности облучаемой зоны на длине волны зондирующего излучения 1,06 мкм. В условиях полного разрушения плёнки ($W > W_a$) основная часть поглощённой энергии лазерного импульса связана с нагревом бинарного нитрида TiAlN, изменением его агрегатного состояния и удалением с подложки кремния.

1. Leyendecker T., Lemmer O., Esser S., Ebberink J. // Surface and Coatings Technology. 1991. V. 48. P. 175.
2. Погребняк А. Д., Дробышевская А. А., Береснев В. М. и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 7. С. 124–131.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И ФРАКТАЛОВ ОКСИДОВ ОЛОВА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТЬ СТЕКЛА СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ВОЗДУХЕ

Ходор Баззал, А. Р. Фадаиян, Е. С. Воропай, А. П. Зажогин

Белорусский государственный университет, Минск
zajogin_an@mail.ru

Оксид олова (IV) – полупроводник, причем прозрачный для видимого света. Поэтому его используют (вместе с оксидом индия) для изготовления токопроводящих дорожек жидкокристаллических индикаторов и дисплеев, а также химических сенсоров. К последним относятся популярные сейчас датчики на CO/CH (угарный газ и углеводороды) на постах экологического контроля автомобилей. Для изготовления приборов наиболее часто используется моноимпульсный лазерный синтез [1]. Целенаправленное использование лазерной плазмы для синтеза пленок с заданными свойствами требует проведения исследования зарядового состава и энергетических характеристик частиц плазмы, образующихся при воздействии на поверхность мишени лазерного излучения.

Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Для проведения исследований использовался лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс.

Динамика напыления на поверхность стекла наночастиц оксидов олова исследована при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на мишень из цинка, установленную под углом 45 градусов к падающему излучению и подложке на расстоянии 3 мм. Энергия каждого

импульса излучения ≈ 48 мДж. Исследования проведены при временных интервалах между импульсами от 0 до 15 мкс.

Исследования процессов напыления от интервала между импульсами показали, что при интервалах от 0 до 6 мкс олово распыляется, но напыления пленки практически не наблюдается. С увеличением интервала наблюдается заметный рост пленки, особенно заметный в интервалах от 7 до 15 мкс. При дальнейшем увеличении интервала качество пленки существенно ухудшается. Проведенные параллельно спектральные исследования зарядового состава компонент приповерхностной плазмы показали, что в этом интервале интенсивность ионной линии олова Sn II (328,35 нм) существенно увеличивается, что способствует ускорению процессов образования оксидов (см. рис. 1, а).

Изображения поверхности стекла с нанесенными пленками, увеличенные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 в 300 раз, приведены на рис. 1, б и в. На рис 1, б приведена свежее напыленная поверхность, которая имеет довольно разрыхленную структуру. После механической очистки поверхности пластмассовым лезвием структура, а также цвет поверхности существенно изменились. Изменение цвета поверхности с коричневатого-желтого на белый свидетельствует о том, что первичная, более прочная пленка образована четырехвалентным оксидом олова типа SnO₂. Верхняя, более рыхлая, поверхность двухвалентным оксидом олова SnO.

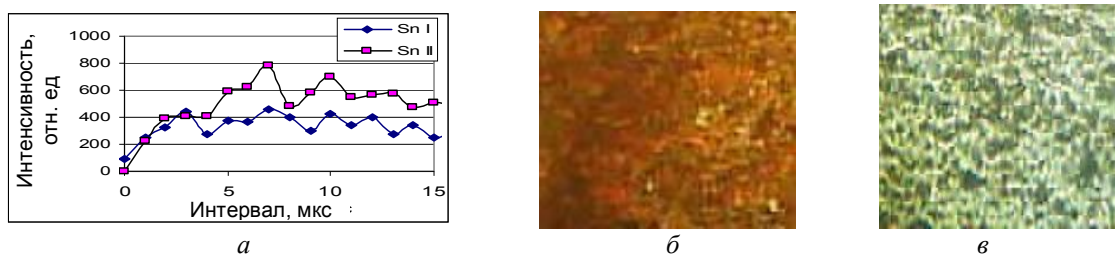


Рис. 1. а – интенсивность атомной Sn I (317,502 нм) и ионной Sn II (328,35 нм) линий от интервала между импульсами и изображение поверхности стекла после напыления оксидов олова сдвоенными лазерными импульсами: б – 300 импульсов и в – 300 импульсов после механической очистки

На примере синтеза тонкопленочных металлических покрытий показано, что использование высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов позволяет проводить лазерное напыление тонких пленок на стекло непосредственно в воздухе, снижая до приемлемого уровня негативное воздействие окружающей атмосферы на процессы осаждения.

1. Шатохин А. Н., Путилин Ф. Н., Румянцева М. Н., Гаськов А. М. // Вестник МГУ. Серия 2. Химия. 2009. Т. 50, № 6. С. 468–471.
2. Сухов Л. Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск. 1990. 182 с.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ
РАДИКАЛОВ АЮ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ
НА АЛЮМИНИЕВЫЙ СПЛАВ Д16Т В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА

Ходор Баззал, А. Р. Фадаиян, Е. С. Воропай, А. П. Зажогин

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: zajogin_an@mail.ru

При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [1, 2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Цель работы состояла в том, чтобы показать возможность и определить условия для получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров АЮ для использования в технологиях получения нанокристаллов и напыления тонких пленок..

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

Динамика образования одного из продуктов взаимодействия атомов алюминия с кислородом радикала АЮ изучена нами по эмиссионным спектрам этой молекулы при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевую мишень. Наиболее интенсивными электронно-колебательными полосами в эмиссионных спектрах являются полосы с длинами волн 484,21 и 464,82 нм.

При проведении экспериментальных исследований установлено, что наибольшая интенсивность полос наблюдается для интервала между импульсами 6–12 мкс. С использованием интервала 8 мкс нами проведено исследование процесса образования радикалов АЮ от энергии импульсов в зависимости от расфокусировки их. Данные проведенных исследований приведены на рис. 1.

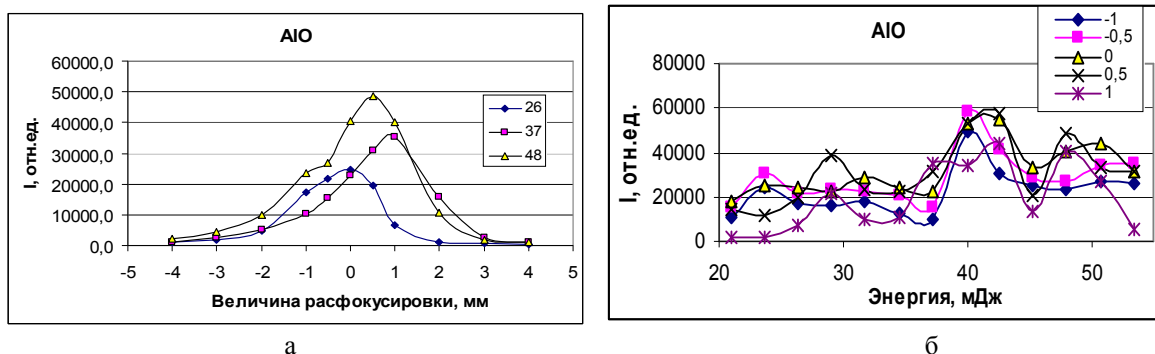


Рис. 1. Зависимость интенсивность полос АЮ (484,21 нм), в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов: а - энергия в квадратных скобках, мДж; б – величина расфокусировки в мм

Как видно из полученных данных процесс образования радикалов АЮ с увеличением энергии увеличивается, в то же время зависимость от расфокусировки (плотности мощности) неоднозначна.

На рис. 2 приведены зависимость интенсивность линий Al II (466,3 нм) и Al III (452,92 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов.

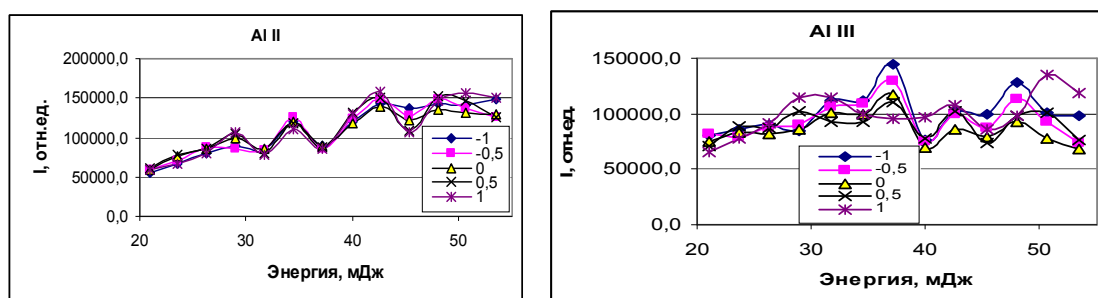


Рис. 2. Зависимость интенсивность линий Al II (466,3 нм) и Al III (452,92 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов (величина расфокусировки в квадратных скобках, мм)

При сопоставлении рисунков обращает внимание хорошая корреляция между возрастанием интенсивности полос радикалов и существенным уменьшением интенсивности линии Al III (452,92 нм).

Полученный результат может быть объяснён тем, что наибольшее влияние в данном случае оказывает плотность энергии в месте воздействия излучения на поверхность, а также форма кратера (при расфокусировке вглубь пластины). Следует отметить, что с расфокусировкой интенсивности ионных линий алюминия уменьшаются значительно медленнее, чем интенсивности линий оксида алюминия, что говорит о большей зависимости образования молекулярных соединений в плазме от плотности мощности и геометрии кратера.

1. Жерихин А. Н. Лазерное напыление тонких пленок. Итоги науки и техники. Серия: Проблемы лазерной физики. М. ВИНТИ. 1990. 107 с.
2. Сухов Л. Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск. 1990. 182 с.

КОМБИНИРОВАННОЕ МАГНЕТРОННО-ЛАЗЕРНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ОКСИДНЫХ ПОКРЫТИЙ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

А. П. Бурмаков, О. Р. Людчик, В. Н. Кулешов, К. Ю. Прокопчик

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: Burmakov@bsu.by

Технология комбинированного магнетронно-лазерного формирования пленочных покрытий появилась сравнительно недавно и показала широкие потенциальные возможности в задачах получения пленок с уникальными характеристиками. Для реализации этой технологии нами создана экспериментальная установка, позволяющая проводить в отдельности процессы как магнетронного нанесения пленок оксидов и лазерно-плазменного нанесения пленок металлов, так и процессы комбинированного формирования покрытия одновременно этими методами в условиях контроля и управления характеристиками осаждаемых потоков. Учитывая особенности свойств пленочных покрытий, формируемых каждым из методов, покрытия, полученные комбинированной магнетронно-лазерной технологией можно рассматривать как покрытия, содержащих массив nano- и микроразмерных металлических частиц в твердотельной оксидной диэлектрической матрице.

На примере частиц титана в матрице оксида титана определены условия реализации комбинированной методики: взаимное геометрическое расположение магнетрона, лазерной мишени и подложки, режим генерации и характеристики лазерного излучения, параметры магнетронного разряда, давление и состав газовой аргон-кислородной среды, время осаждения.

Полученные покрытия изучались методами оптической микроскопии, спектрофотометрии и растровой электронной микроскопии. Установлено наличие в комбинированных покрытиях металлических частиц. Средняя плотность частиц размером (50 – 300) нм – 125 частиц на 100 мкм^2 , частиц размером (0,5 – 3) мкм – 6 частиц на 100 мкм^2 . По рентгеновским спектрам определен элементный состав покрытий, нанесенных на кремниевую подложку. Кроме основных элементов покрытия (Ti, O), в покрытии присутствует Si как материал подложки, Ag как растворенный газ и C как элемент примеси, наличие которого обусловлено вероятнее всего использованием диффузионного вакуумного насоса.

Предлагаемая методика может быть использована для создания массивов частиц различных металлов и полупроводников, подвергаемых лазерной абляции, в различных диэлектрических матрицах, формируемых магнетронным распылением.

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ КРАТЕРА В ХОДЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛА

С. В. Васильев, Н. В. Жаркий, А. Ю. Иванов, А. В. Копыцкий

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: ion_ne@mail.ru

Целью данной работы является изучение связи параметров временных зависимостей давления в генерируемой упругой волне и изменения размеров необратимо деформированной зоны на поверхности облучаемого образца. Также исследована возможность разработки методики определения геометрических параметров зоны разрушения в реальном масштабе времени, основанной на регистрации и исследовании параметров СВЧ-волн, дифрагировавших на различных объектах со сложной формой.

При исследовании акустической эмиссии использовалась модель нагруженной области, испускающей акустические волны в упругую среду [1]. В соответствии с данной моделью зона разрушения считалась

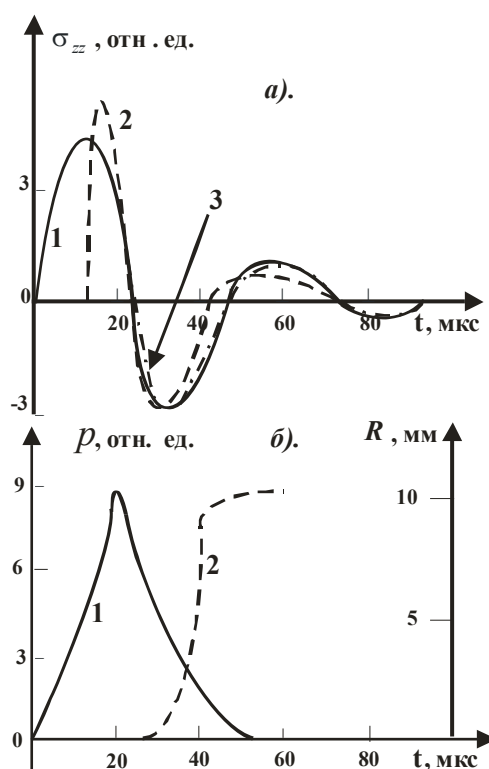


Рис. 1. Временные зависимости давления в акустической волне при действии лазерного импульса длительностью 20 мкс на образцы из меди:

- а) 1 – экспериментально полученная кривая; 2 – расчет без учета роста; 3 – расчет с учетом роста кратера; б) 1 – временная зависимость давления в пароплазменном облаке на границе области необратимых деформаций; 2 – зависимость радиуса кривизны зоны неупругих деформаций от времени

сегментом сферы радиуса R высотой d и диаметром $2r_1$. Существенно, что геометрические размеры зоны неупругих деформаций изменяются во времени: $R = R(t)$, $d = d(t)$, $r_1 = r_1(t)$. Результаты расчетов для $R(t) = R_{\max} \cdot \exp(\frac{t^2}{\tau_0^2})$ при $t < 0$ и $R(t) = R_{\max}$ при $t > 0$, $\tau_0 = 40$ мкс представлены на рис. 1.

Еще одной целью данной работы является разработка методов диагностики в реальном масштабе времени динамики развития зоны деструкции, формирующейся при воздействии концентрированных потоков энергии на твердое тело, основанных на особенностях дифракции электромагнитных волн СВЧ-диапазона на различных объектах сложной формы. Расчеты проводились с использованием программного пакета CST Microwave Studio, предназначенного для моделирования СВЧ устройств. Работа пакета основана на методе аппроксимации и методе вычисления определенных интегралов во временной области [2]. В ходе расчетов были получены картины дифракции электромагнитных волн СВЧ-диапазона на структурах с различной периодичностью диэлектрической проницаемости, включая периодические структуры с некоторыми видами нарушений периодичности и дефектами. В результате моделирования обнаружено существенное различие картин, полученных при дифракции электромагнитных волн СВЧ-диапазона на некоторых объектах. По кривой дифракционного отражения можно с определенной точностью решить обратную задачу теории дифракции и определить вид дефектов на поверхности исследуемой структуры. Для рассматриваемых структур были также получены спектры пропускания волн СВЧ-диапазона, которые также имеют существенные различия.

Таким образом, зарегистрировав дифракционную картину, возникающую при падении СВЧ-излучения на поверхность твердого тела и добившись наилучшего совпадения данных эксперимента и расчета с использованием рассмотренной компьютерной модели, можно определить характер рельефа зоны деформаций на поверхности обрабатываемой структуры.

1. *Иванов А. Ю.* Акустическая диагностика процесса лазерной обработки материалов. Гродно: ГрГУ, 2007. 280 с.
2. CST Studio Suite 2009. Workflow&Solver Overview. [Электронный ресурс]. 2013. Режим доступа: <http://www.cst.com>. – Дата доступа: 07.09.2014.

РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

С. В. Васильев, А. Ю. Иванов

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: ion_ne@mail.ru

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1,2$ мс), пройдя через фокусирующую систему, направлялось на образец, располагавшийся либо в вакуумной камере, либо в кювете с водой. Диаметр полученного таким образом пятна излучения варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм. Для изучения пространственной и временной эволюции зоны лазерного разрушения в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической киносъемки [1]. Образец помещался в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера. Интерферометр освещался излучением второго рубинового лазера. Длительность импульса излучения зондирующего лазера составляла ~ 400 мкс. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутрь резонатора, а продольных – эталоном Фабри-Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром до 3 см, что позволило наблюдать за развитием зоны разрушения. Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта ≈ 50 мкм.

Динамика лазерного разрушения образца из ПММА, окруженного воздухом, находящимся в «нормальных» условиях (температура ~ 300 К, давление $\sim 10^5$ Па) достаточно подробно описана в работе [2]. Принципиально иная картина наблюдается при воздействии импульсного лазерного излучения с аналогичными параметрами на образец из ПММА, окруженный воздухом при давлении $\sim 10^{-5}$ Па. На поверхности облучаемого образца образования макроскопической (видимой) зоны разрушения первоначально не наблюдается. Лазерное излучение беспрепятственно проходит вглубь образца и поглощается на неоднородностях материала, как при лазерном пробое в стекле и других прозрачных аморфных силикатах, а также кристаллах [3]. В результате внутри образца возникает и увеличивается в размерах видимая зона

разрушения. Если она «выходит на поверхность», в «точке выхода» начинается развитие кратера. Аналогичная картина наблюдается и при воздействии лазерного излучения на образец из ПММА, расположенный в воде (рис. 1).

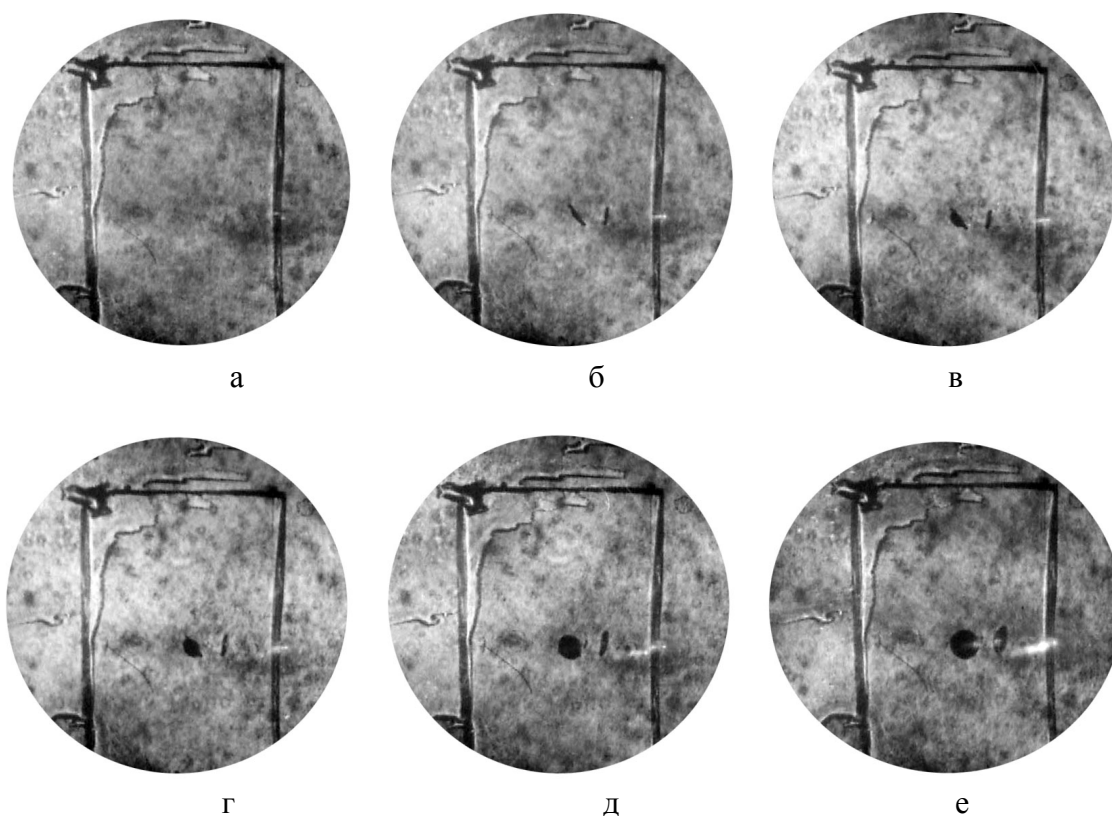


Рис. 1. Теневые картины образца из ПММА чере 10мкс (а), 30 мкс (б), 60 мкс (в), 90 мкс (г), 120 мкс (д), 150 мкс (е) после начала воздействия лазерного излучения

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что при «нормальных» условиях (начальная температура ~ 300 К, давление $\sim 10^5$ Па) основным механизмом разрушения ПММА является его поверхностное горение под воздействием лазерной плазмы, имеющей температуру ~ 7000 К.

1. Барихин Б. А., Иванов А. Ю., Недолугов В. И. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 11. С. 1477–1480.
2. Васильев С. В., Иванов А. Ю., Недолугов В. И. // Квантовая электроника. 1994. Т. 21, № 4. С. 324–328.
3. Иванов А. Ю. Акустическая диагностика процесса лазерной обработки материалов. Гродно: ГрГУ, 2007. 280 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНТРОЛЬ ФОТОФРАГМЕНТАЦИИ ИОНОВ В ПОЛЕ ДВУХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

М. В. Корольков

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: korolkovm@Yahoo.com

На основе квантового описания процесса фотофрагментации ионов численно исследованы возможности управления продуктами распада и эффективностью фотофрагментации в случае воздействия на ион двух сдвинутых по времени, ультракоротких лазерных импульсов фемтосекундной длительности (УКИ). Метод оптимизации процесса фотофрагментации основан на том, что формирующееся интерференционное поле и форма его огибающей зависят от задержки между импульсами и несущей фазы каждого из них. Совместное влияние задержки между импульсами и, прежде всего, значения несущей фазы второго импульса, проявляется в формировании диссоциации из переходного состояния колебательного волнового пакета, сформированного первым импульсом. К началу второго импульса этот волновой пакет, движущийся в определенной пространственной зоне и локализованный в окрестности энергий нескольких колебательных состояний, определяет новые начальные условия в момент начала действия второго импульса. Это приводит к существенной зависимости молекулярной динамики от времени задержки второго импульса и его несущей фазы и существенно усложняет колебательную динамику волновых пакетов в каждом из электронных состояний, индуцируя переходы между ними в широком диапазоне координат от почти равновесного состояния ядер до состояния практически полной диссоциации [1, 2]. Нами продемонстрировано, что применение двух сдвинутых по времени когерентных лазерных импульсов является мощным инструментом, обеспечивающим дополнительные возможности управления процессами возбуждения и фотодиссоциации, приводящим к перемешиванию процессов электронной и ядерной динамики [1, 2].

Моделирование процессов фотофрагментации в поле двух сдвинутых во времени импульсов мы рассматриваем на примере иона DCI^+ , используя подход развитый нами ранее для описания фотофрагментации иона в поле одного УКИ [3, 4]. Анализ динамики фотофрагментации DCI^+ проводится на основе численного решения системы уравнений Шредингера, учитывающих три канала диссоциации [3].

В качестве примера рассмотрена фотодиссоциация иона DCI^+ , протекающая в интерференционном поле двух идентичных лазерных импульсов различной длительности (от 100 до 10 фс), как функция временной

задержки между этими импульсами. В зависимости от величины задержки между импульсами Δt можно выделить три характерные области динамики фотофрагментации. Первая область соответствует почти полному перекрытию лазерных импульсов. В ней формирование продуктов распада периодически изменяется в соответствии с осцилляцией величины эффективной интенсивности интерференционного поля $W(\Delta t) = \int |E(t) + E(t+\Delta t)|^2 dt$. Когда время задержки достигает величины сравнимой с длительностью импульса ситуация меняется. Могут возникать качественные изменения зависимости результатов фотофрагментации от времени задержки. Локальные максимумы продуктов фотофрагментации, соответствующие локальным максимумам функции $W(\Delta t)$, могут переходить в локальные минимумы. В этих условиях электронная и ядерная динамики становятся взаимно зависимыми и их существенное влияние друг на друга приводит к большой чувствительности результатов фотофрагментации от параметров УКИ и задержки Δt между импульсами.

При дальнейшем увеличении задержки Δt возникает периодическая зависимости эффективности фотофрагментации с периодом характерным для колебательного движения иона. Причиной этого являются квазипериодические начальные условия, обусловленные движением волнового пакета внутри основного электронного состояния после окончания первого УКИ и до начала действия второго.

Формирование ионов Cl^+ и D^+ в противофазе – это ещё одна особенность молекулярной динамики, наблюдающаяся при больших задержках Δt . Причиной формирования конкурирующих продуктов фрагментации в противофазе является пространственная локализация электрона в ионе в момент фотофрагментации.

Таким образом, использование интерференционного поля двух одинаковых, но сдвинутых по времени когерентных импульсов, позволяет эффективно управлять процессом фотоиндуцированной диссоциации и реализовывать необходимую фотофрагментацию.

1. Korolkov M. V., Weitzel K. - M. // Chemical Physics Letters. 2010. Vol. 487. P. 209–213.
2. Korolkov M. V., Weitzel K. - M. // Zeitschrift fuer Physikalische Chemie. 2011. Vol. 225. P. 1073–1088.
3. Korolkov M. V., Weitzel K. - M. // Journal of Chem. Phys. 2005. Vol. 123. P. 164308.
4. Korolkov M. V., Weitzel K. - M. // Chemical Physics. 2007. Vol. 338. P. 277–284.

ПРИНЦИПЫ СНИЖЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТРЕХЗОНАЛЬНОЙ ТЕРМОГРАФИИ МЕТАЛЛОВ

В. А. Фираго

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: firago@bsu.by

Условия жесткой конкуренции требуют от специалистов предприятий больших усилий по снижению себестоимости продукции. На машиностроительных предприятиях номенклатура изготавливаемых деталей обширная, а объем производимых партий небольшой, что осложняет непростые задачи по снижению энергоемкости процессов с одновременным обеспечением требуемого качества изделий.

Технологические процессы тепловой обработки черных металлов энергоемкие, условия контроля их протекания осложнены. Наиболее удобными при контроле сложных термических процессов являются бесконтактные методы определения температуры, основанные на регистрации теплового излучения, испускаемого поверхностью нагреваемого изделия [1, 2]. При неоднородности и нестационарности сложных тепловых полей, применение традиционных пирометров приводит к большой неопределенности результатов измерения истинной температуры. Необходимо учитывать поле зрения пирометра и постоянно вводить коэффициент теплового излучения, который при окислении поверхности нагреваемых металлов атмосферным кислородом быстро увеличивается. Поэтому в сложных условиях целесообразно применять тепловизионную технику, которая позволяет визуализировать тепловые поля. Но даже при наличии тепловизора остается проблема неопределенности коэффициента теплового излучения нагреваемых металлов.

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белорусского государственного университета в течение ряда лет проводятся работы по созданию термографической техники нового поколения, позволяющей минимизировать неопределенность измерения истинной температуры в сложных условиях современного производства. Апробирован новый подход к определению температурных полей, основанный на регистрации теплового излучения в трех участках или зонах спектра [3] и выработаны принципы построения термовизионной аппаратуры [4], позволяющие повысить достоверность измерения истинной температуры T . Должны быть обеспечены:

– возможность измерения *истинной температуры* T и автоматической оценки *эффективного коэффициента излучения* $\varepsilon_{\text{эф}}$;

- минимизация неопределенности результатов измерения температуры, достигаемая за счет оптимального выбора спектральных участков регистрации теплового излучения и исключения влияния отклонения градуировочных кривых от расчетных зависимостей;
- определение максимальной температуры тела и ее зависимости от времени, а также видеозапись температурного поля, что необходимо при контроле многих динамических теплотехнических процессов;
- инвариантность результатов определения максимальной температуры T_{\max} к изменению размеров изображения контролируемых тел;
- инвариантность измеряемых значений T_{\max} к нестационарности дисперсии шумов используемой матрицы фотоприемников, т. е. зависимости ее шумов от величины падающего потока теплового излучения.

Если корректировку на значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ не проводить, т. е. пользоваться температурой частичной радиации T_r , абсолютная погрешность измерения температуры $\Delta T = T_r - T$, сложным образом зависит от скорости изменения регистрируемого сигнала U_c с ростом температуры. Как видно из рис. 1, скорость изменения светимости на левом или коротковолновом склоне функции Планка гораздо больше, чем на длинноволновом.

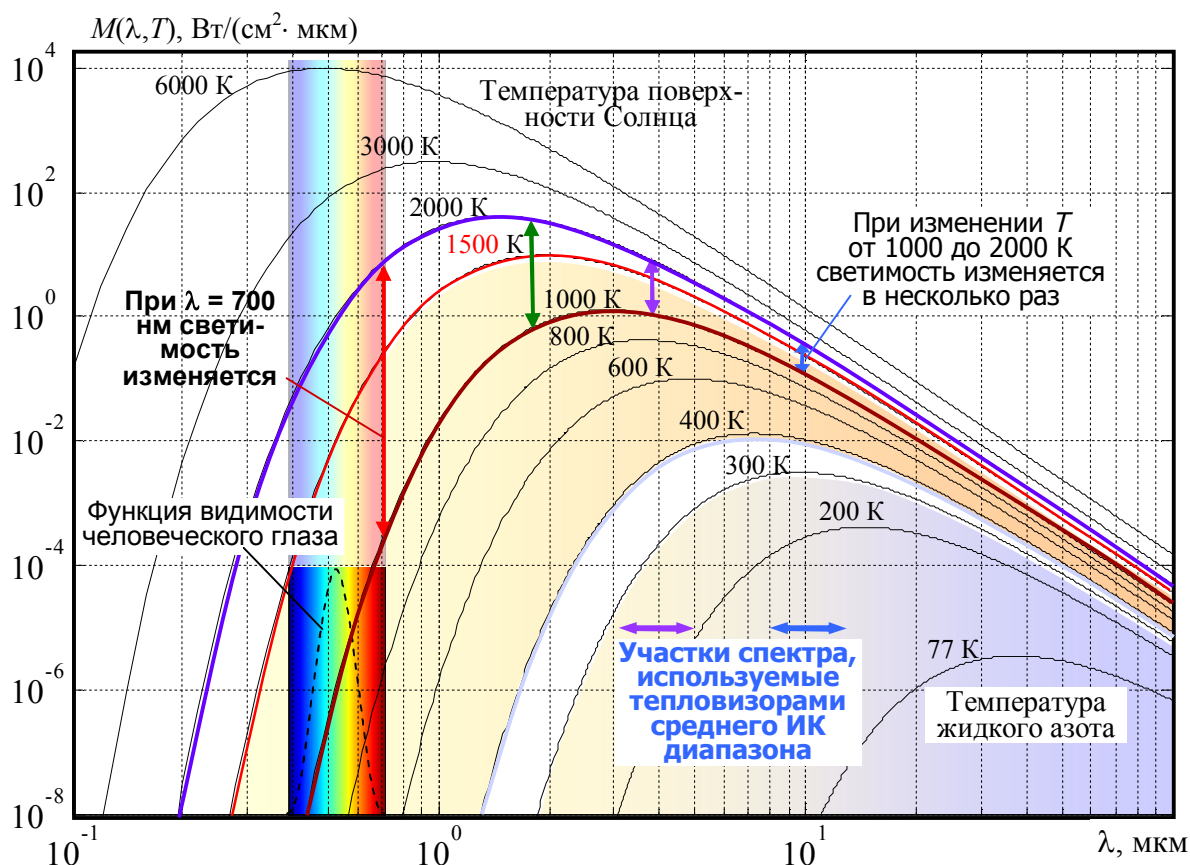


Рис. 1. Зависимости спектральной поверхностной светимости абсолютно черного тела от длины волны при разных температурах, представленные в логарифмическом масштабе

При переходе к логарифмическому масштабу (рис. 1) эти различия можно оценить численно. При изменении температуры абсолютно черного тела от 1000 до 2000 К, его светимость на длине волны 700 нм (темно-красный цвет) меняется в 10 000 раз. В среднем же инфракрасном диапазоне, который обычно используются в тепловидении, светимость меняется всего в несколько раз. Поэтому в диапазоне 8–14 мкм составляющая погрешности измерения температуры раскаленных металлов, вызываемая неопределенностью значения $\varepsilon_{\text{эф}}$, гораздо больше, чем на стыке видимого и инфракрасного диапазонов спектра. Рассчитанные температурные зависимости относительных погрешностей определения истинной температуры T тепловизорами частичного излучения, которые используют типичные спектральные диапазоны, при относительной неопределенности значения $\varepsilon_{\text{эф}}$, равной 0.1, приведены в [3, 4]. Из них следует, что относительная погрешность определения истинной температуры в диапазоне свыше 800 °С, примерно на порядок ниже при регистрации теплового излучения на стыке видимого и ближнего инфракрасного диапазонов по сравнению с использованием среднего инфракрасного диапазона длин волн.

Спектральный коэффициент теплового излучения металлов $\varepsilon(\lambda)$ возрастает при уменьшении длины волны. Причем максимум зависимости $\varepsilon(\lambda)$ часто находится в видимой области спектра. На стыке видимого и инфракрасного диапазонов зависимость $\varepsilon(\lambda)$ в подавляющем большинстве случаев имеет плавно изменяющийся вид, что позволяет использовать для ее описания всего лишь два параметра. Примером могут являться простейшие выражения: $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)$ при линейной или $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + a^{b(\lambda - \lambda_2)}$ при степенной аппроксимациях, где ε_2 – коэффициент теплового излучения на длине волны λ_2 . Для составления системы нелинейных уравнений, при решении которой можно определить истинную температуру T и два неизвестных параметра ε_2 и b , достаточно измерять интенсивность теплового излучения в трех зонах или участках спектра, центры которых разнесены не менее чем на 200 нм. При меньшем разноразносе погрешность измерения T становится недопустимой. При наложении дополнительного условия на характер поведения связи между коэффициентами ε_2 и b появляется возможность упрощения системы нелинейных уравнений и использования для регистрации теплового излучения сильно перекрывающихся участков спектра, что с успехом использовано в термографе ИТ-3СМ [3,4].

Поскольку металлы не относятся к ламбертовским излучателям, наибольшая яркость их теплового излучения наблюдается в направлении нормали к излучающей поверхности. Форма деталей подвергающихся

термической обработке разнообразная, поэтому в большинстве случаев в поле зрения термографа будет попадать и участок поверхности с нормалью, направленной на его объектив. Это свидетельствует о необходимости обязательного вывода на индикацию максимальной температуры, что избавит от необходимости учета углов наблюдения или визуального поиска максимальных значений T на изображении температурного поля.

Современные термические процессы обработки металлов протекают достаточно быстро, поэтому их наладка существенно упрощается при детальном анализе видеозаписи температурного поля.

Свобода выбора спектральных участков регистрации теплового излучения при использовании RGB матриц фотоприемников ограничена. Поэтому в термографии приходится использовать внешний светофильтр и комбинацию получаемых RGB сигналов [3]. При этом незначительные отклонения в спектральных характеристиках и размерах фоточувствительных элементов матрицы, а также возникновение кластеров сбойных пикселей при регистрации высоких температур приводят к отклонениям градуировочных зависимостей от расчетных. Регистрируемые сигналы при больших интенсивностях теплового излучения уже не описываются закономерностями, следующими из функции Планка для поверхностной светимости тел. Это препятствует получению корректирующих аналитических выражений для определения $\varepsilon_{\text{эф}}$ и истинной температуры T . Для устранения этого недостатка после основной градуировки термографической техники по модели абсолютно черного тела необходимо использовать корректирующую градуировку по эталонному излучателю с заранее известным поведением $\varepsilon(\lambda, T)$, например ленточной эталонной лампе накаливания. Также в расчетных выражениях необходимо учитывать зависимость дисперсии шумов матрицы от температуры контролируемого тела [4].

Изложенные принципы снижения неопределенности измерения T внедрены в конструкцию и программное обеспечение отечественного высокотемпературного трехзонального термографа ИТ-3СМ, мелкосерийное производство которого освоено на предприятии «Унитехпром БГУ».

1. *Снопко В. Н.* Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. Минск: Ин-т физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 1999. 224 с.
2. *Фираго В. А., Сеньков А. Г., Савкова Е. Н., Голуб Т. В.* // Контроль. Диагностика. 2011. № 5. С. 17–25.
3. *Firago V., Wojcik W.* // Przegląd Elektrotechniczny, ISSN 0033-2097, R. 91 NR 2/2015. P. 208–214.
4. *Фираго В. А.* // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: Матер. 3-ей Международной научно-практической конференции, Мн.: НИИПФП, 28–29 апреля 2015 г. С. 115–117.

ПРИНЦИПЫ БЕСКОНТАКТНОГО КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ПРОТЕКАНИЯ ПРОЦЕССОВ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. А. Фираго

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: firago@bsu.by

Лазерные технологии обработки материалов – быстро развивающаяся область науки и техники, которая имеет множество практических приложений в реальном секторе экономики: от микрохирургических операций до прецизионного раскроя массивных металлических плит. Основные преимущества лазерной обработки: высокий к.п.д., отсутствие механического контакта с предметом обработки, стерильность, возможность получать в узких пространственных, временных и спектральных интервалах высокую интенсивность световой энергии и т. д. Энергоэкономные технологии лазерного термоупрочнения (закалка, наплавка, легирование, модифицирование и др.) ответственных поверхностей объемных дорогостоящих деталей позволяют повысить их износостойкость и продлить срок эксплуатации.

Обычно при разработке технологий лазерной обработки используют трехмерные математические модели. Они основываются на нелинейных уравнениях теплопроводности с нелинейными краевыми условиями. Параметрами этих моделей могут являться: пространственное и временное распределение интенсивности лазерного излучения в пятне контакта, коэффициент отражения излучения, теплопроводность материала, его плотность, состав, удельная теплоемкость и т. д. Необходимо принимать во внимание и изменения коэффициента отражения при плавлении материала и его испарении. При лазерной резке и сварке металлов приходится учитывать наличие парогазового канала, возникающие гидродинамические явления и параметры плазменного факела [1].

Протекание процессов лазерной сварки, наплавки, легирования сопровождается одновременным изменением химического состава, и, соответственно, теплофизических свойств зоны обработки, что не позволяет в ряде случаев с достаточной степенью точности использовать расчетные модели этих процессов. Поэтому при наладке процессов упрочнения, сварки и наплавки, кроме математических моделей их протекания необходимо ведение объективного контроля наиболее существенных параметров в области воздействия лазерного излучения.

В последнее время при разработке технологий лазерной сварки начали использовать высокоскоростные цифровые видеокамеры, позволяю-

шие регистрировать изображения протекающих процессов [1]. Они позволяют проследить за изменениями, происходящими в зоне обработки. На наш взгляд для оптимизации процессов лазерной обработки конструкционных материалов необходим более широкий набор объективно регистрируемых параметров, позволяющий подтвердить адекватность используемых моделей.

Расширение перечня используемых параметров при контроле процессов лазерной обработки материалов может обеспечить специальная техника регистрации световых полей, позволяющая фиксировать траекторию перемещения и пространственное распределение яркости лазерного излучения в зоне воздействия, температуру в зоне контакта лазерного излучения с поверхностью материала, пространственные размеры и спектр излучения плазменного факела при испарении вещества в процессах лазерной резки, сварки и гравировки. Также необходима информация о коэффициенте отражения лазерного излучения хотя бы в верхнюю часть полусферы, что позволит объективно контролировать долю поглощаемой энергии пучка.

Тепловизионная техника, созданная на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ [2], позволяет на дофакельной стадии определять распределение температурного поля в области контакта лазерного пучка с материалом, что дает возможность контролировать действительное пространственное распределение поглощаемой материалом энергии лазерного пучка. Это важно при наладке процессов лазерной обработки криволинейных поверхностей, когда при движении лазерного пучка меняется расстояние между лазерной головкой и материалом.

В процессах, требующих большой плотности мощности лазерного излучения, над пятном контакта образуется плазменный факел, который экранирует тепловое излучение материала и частично поглощает энергию лазерного пучка. Размеры этого факела, пространственное распределение его температуры и спектра излучения могут дать информацию о процессах, протекающих в области пятна контакта.

Наши измерения спектров излучения плазменного факела в области 350–900 нм при сварке разных металлов (рис. 1, 2) и средней мощности лазерного пучка оптоволоконного лазера 1 кВт указывают на их сложный состав с наличием сильно уширенных линий излучения атомов паров металлов. Излучение плазмы в видимой области спектра (рис. 1, 2) не подчиняется закономерностям, следующим из формулы Планка для поверхностной светимости абсолютно черных тел (АЧТ). Это хорошо иллюстрируют зависимости (штриховые линии на рис. 1, 2), показывающие относительные спектры излучения модели АЧТ при разных

температурах, нормированные на их максимальные значения в области 350–900 нм.

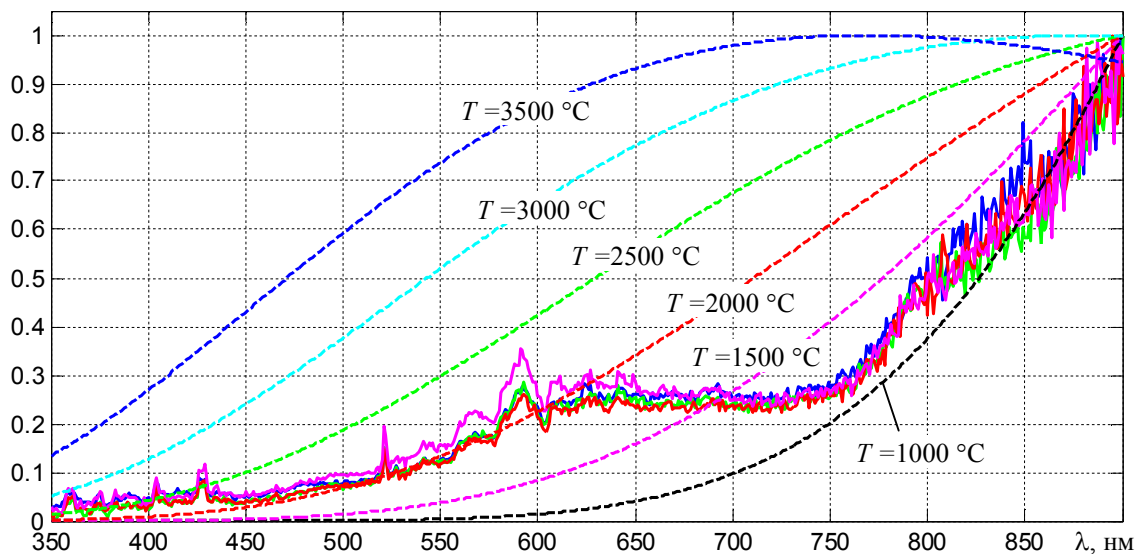


Рис. 1. Относительные спектры излучения плазменного факела для образца № 2 (сталь Ст3) и нормированные спектральные светимости АЧТ (штриховые линии) при разных температурах от 1000 до 3500 °С

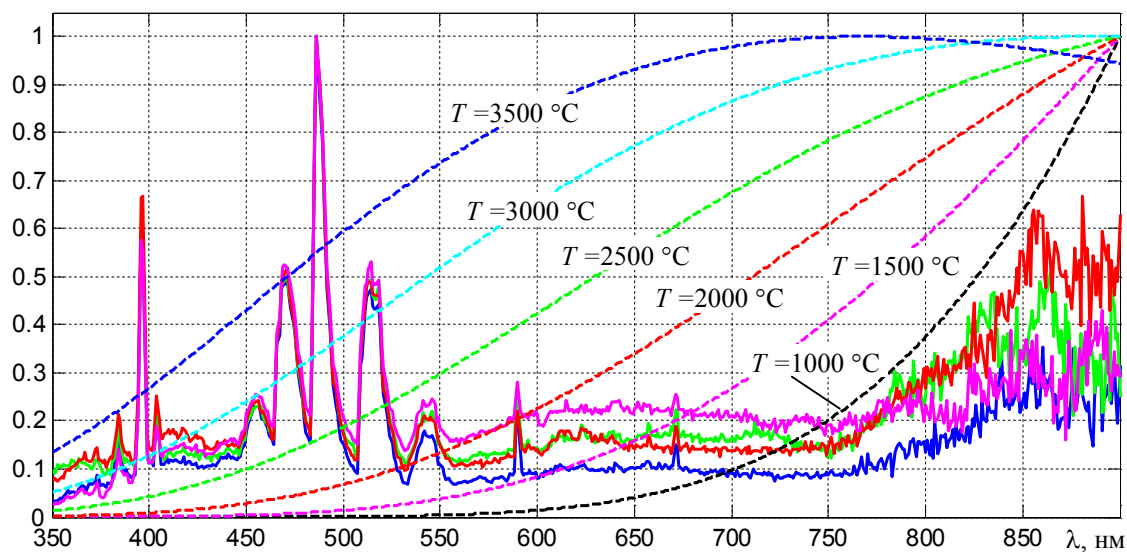


Рис. 2. Относительные спектры излучения плазменного факела для образца № 3 (дюралюминий Д16Т) и нормированные спектральные светимости АЧТ при разных температурах от 1000 до 3500 °С

Очевидно, что инфракрасное излучение факела можно использовать для косвенного определения его температурного поля, поскольку оно не содержит отдельных линий. Отметим, что тепловизионная техника градуируется по моделям АЧТ. Плазма же представляет собой пары металлов и имеет меньшую поверхностную светимость. Поэтому необходимы

дальнейшие работы по установлению коэффициентов связи между инфракрасными спектрами плазмы и ее температурой.

Необходимо учитывать, что состояние поверхности свариваемых металлов оказывает заметное влияние на интенсивность излучения плазменного факела на линиях паров металла, что видно из спектров рис. 2. При нормировке спектра на его максимум нестабильность интенсивности максимальной линии приводит к кажущемуся изменению интенсивности всего нормированного спектра, хотя это не так.

Требует своего исследования и пространственное распределение спектра излучения плазменного факела, что возможно при использовании современных перестраиваемых оптических фильтров на жидких кристаллах, имеющих разрешение не хуже 7 нм. Анализ этого распределения может помочь в корректировке моделей гидродинамических явлений в парогазовом канале при резке и сварке металлов. Важную информацию для контроля качества сварного шва может представить температурное поле с тыльной стороны свариваемых поверхностей. Кроме данных, помогающих обеспечить нужную температуру расплава на тыльной стороне шва, оно будет показывать и равномерность его заполнения, а также возникновение пустот и каверн.

Отметим, что при сварке металлов с большим коэффициентом отражения, например чистая медь или серебро, в резонатор лазера может попадать интенсивное отраженное излучение, что вызывает нестабильность мощности генерации и срабатывание системы защиты лазера от перегрузок. При небольших наклонах лазерной головки в направлении движения пучка влияние этого эффекта на работоспособность лазерной установки можно значительно ослабить. Поэтому в схему управления лазером необходимо вводить датчик в виде кольца фотоприемников, расположенных вокруг лазерной головки. Он позволит регистрировать распределение интенсивности отраженного излучения и яркость свечения плазменного факела, что даст возможность правильно управлять мощностью и наклоном лазерного пучка.

Изложенные принципы контроля процессов лазерной обработки указывают на актуальность создания нужной аппаратуры и ее массового внедрения в соответствующих научно-исследовательских институтах и исследовательских центрах.

1. Банишев А. Ф., Васильцов В. В., Галушкин М. Г. и др. Исследования и разработки моделей процессов с глубоким проникновением лазерного излучения в конденсированные среды. Информационный ресурс: www.laser.ru/30/models_of_deep_penetration_of_laser_radiation_to_condensed_media.pdf.
2. Firago V., Wojcik W. // Przegląd Elektrotechniczny, ISSN 0033-2097, R. 91 NR 2/2015, P. 208–214.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТРЕХЗОНАЛЬНОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕРМОГРАФА ИТ-3СМ

В. А. Фираго

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: firago@bsu.by

Для снижения энергозатрат и обеспечения качества продукции, производимой машиностроительными предприятиями, необходима тщательная оптимизация энергоемких термических процессов: нагрева, штамповки,ковки, закалки, отпуска, газопламенной наплавки и т. д. В большинстве термических процессов температуру нагрева деталей можно контролировать только бесконтактными методами с помощью пирометров частичного излучения или спектрального отношения. Недостатки, присущие пирометрической аппаратуре, приводят к существенной неопределенности получаемых значений истинной температуры T [1, 2]. Поэтому специалисты, занимающиеся оптимизацией сложных термических процессов, начинают оценивать возможности и эффективность применения тепловизионной техники при их наладке.

В пирометрах и тепловизорах энергия теплового излучения контролируемого тела преобразуется в электрические сигналы, которые пропорциональны входному потоку $\Phi_{об}(T)$, попадающему на объектив, пропусканию объектива $\tau_{об}$, площади входного зрачка объектива, а также зависят от спектральной чувствительности фотоприемников, пропускания используемых оптических фильтров и т. д. Температура определяется путем сопоставления величины зарегистрированного сигнала с градуировочной зависимостью пирометра или тепловизора, полученной при использовании эталонного излучателя – модели абсолютно черного тела. Неопределенность величины эффективного коэффициента теплового излучения $\varepsilon_{эф}$ нагреваемых изделий вносит основной вклад в погрешность определения истинной температуры пирометрической и тепловизионной техникой различного спектрального диапазона [2, 3].

Основные принципы снижения неопределенности измерения истинной температуры, которые необходимо соблюдать при проектировании современной тепловизионной техники, приведены в [3]. Их внедрение в конструкцию и программное обеспечение отечественного высокотемпературного трехзонального термографа ИТ-3СМ, созданного в Белорусском государственном университете, позволило обеспечить расширение его функциональных возможностей по сравнению с зарубежными аналогами. Поскольку ИТ-3СМ создавался для наладки разнообразных термических процессов обработки изделий из черных металлов, диапазон из-

меряемых им температур составляет 800–1700 °С. Его общий вид показан на рис. 1.

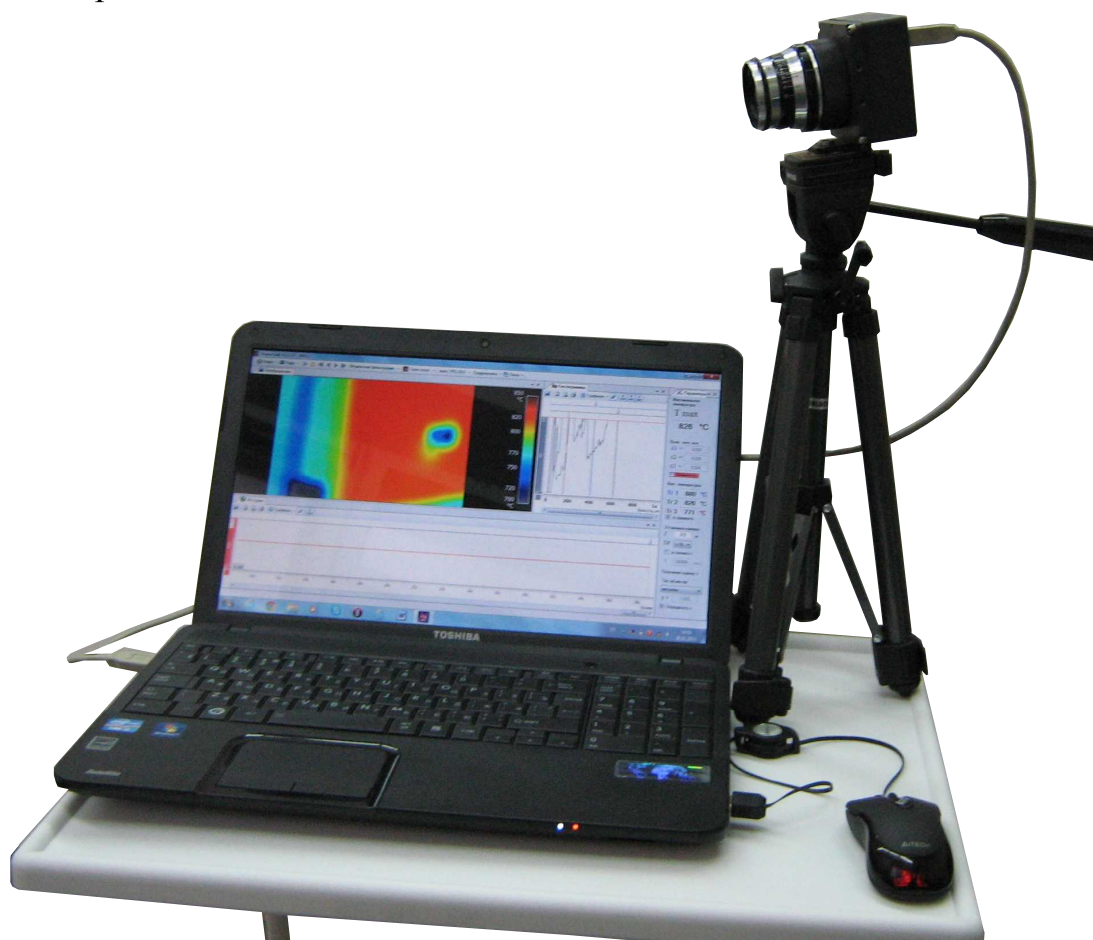


Рис. 1. Общий вид высокотемпературного трехзонального термографа ИТ-3СМ

Термограф ИТ-3СМ состоит из цифровой видеокамеры специального назначения, регистрирующей тепловое излучение в трех перекрывающихся зонах спектра, которые лежат в диапазоне 630–830 нм, и стандартного ноутбука. Выбор ноутбука в качестве блока обработки получаемых тепловых изображений и индикации их температурных полей было обусловлено следующими причинами:

- необходимостью ведения видеозаписей температурного поля контролируемых процессов с различной длительностью от нескольких секунд до нескольких десятков минут, что требует наличия запоминающих устройств с большой емкостью;
- сложностью алгоритмов обработки тепловых изображений, расчета температурных полей и их немедленного вывода на экран;
- требованием обеспечить регистрацию динамических процессов, т. е. высокую скорость (до 30 кадров/с) обработки и индикации регистрируемых тепловых полей;

- необходимостью создания интуитивно понятного и простого для восприятия пользователей графического интерфейса программы работы термографа с поддержкой вывода получаемой информации в графическом виде;

- приемлемой стоимостью и широкими функциональными возможностями современных ноутбуков.

На первый взгляд, моноблочная конструкция тепловизоров, используемая ведущими мировыми их производителями предпочтительнее. Но разработка такого исполнения дорогостоящая задача. Стоимость же ноутбуков, а в перспективе и планшетов, постоянно снижается при одновременном расширении их вычислительных функций.

Функциональные возможности термографа ИТ-3СМ значительно расширены по сравнению с традиционными пирометрами частичной радиации и спектрального отношения, а также обычной тепловизионной техникой. Его отличительные особенности:

- регистрация теплового излучения в трех участках спектра, что позволяет в автоматическом режиме определять эффективный коэффициент теплового излучения контролируемого объекта и определять истинную температуру (серийно выпускаемых аналогов среди пирометров и тепловизоров нет);

- один широкий диапазон измеряемых температур 800–1700 °С, оптимизированный для разнообразных задач термической обработки черных металлов;

- способность измерять истинную температуру поверхности нагреваемых деталей через окошки, и небольшие отверстия (обеспечена инвариантность к размерам объектов);

- возможность измерения истинной температуры при наличии больших пятен окалины (внедрена функция определения максимальной температуры T_{\max});

- низкая неопределенность измерения истинной температуры, обеспеченная оптимальным выбором спектрального диапазона регистрации теплового излучения и способностью определять эффективный коэффициент излучения;

- регистрация видеозаписи температурного поля с возможностью его последующего покадрового просмотра, что актуально при наладке быстропротекающих динамических процессов (например, время выгрузки корзины с закаливаемыми деталями из газовой печи около 5 с, из-за этого детальный визуальный анализ температурного поля практически невозможен);

– способность построения графических временных зависимостей температуры в нескольких точках объекта, выбранных оператором, и просмотра распределение температуры вдоль выбранного направления.

Предусмотрена возможность определения двух условных температур, используемых в пирометрии: *температур частичной радиации* T_r и *спектрального отношения* T_{sr} . Они используются при отсутствии сведений о величине эффективных коэффициентов излучения поверхности контролируемого тела в используемых участках спектра. Если эти коэффициенты заранее известны их можно ввести самостоятельно с помощью клавиатуры. При их использовании измеряется истинная температура поверхности тела T . Предусмотрены возможность автоматического приблизительного определения эффективных коэффициентов теплового излучения ε_1 , ε_2 и ε_3 .

Совокупность заложенных в ИТ-ЗСМ функций и наличие цветного палитрового видеоизображения температурного поля нагреваемых изделий с удобным выбором диапазона температур, воспроизводимых на цветном изображении, позволяют проводить объективный анализ энергоэффективности сложных высокотемпературных теплотехнических процессов и создавать их документированные протоколы.

Разработчики термографической техники стараются создавать интуитивно понятное программное обеспечение процесса определения температурного поля, которое было бы удобным в применении и не требовало больших затрат времени на его освоение. Поэтому специалисты машиностроительных и металлургических предприятий должны смелее идти на ее внедрение, поскольку стоимость высокотемпературных термографов приближается к стоимости пирометров, при несопоставимой эффективности применения. Убедительным аргументом является и быстрая окупаемость термографической техники, используемой для оптимизации сложных термических процессов, за счет исключения брака и соответствующей экономии дорогостоящих энергоресурсов.

1. *Фираго В. А., Сеньков А. Г., Савкова Е. Н., Голуб Т. В.* // Контроль. Диагностика. 2011, № 5. С. 17–25.
2. *Firago V., Wojcik W.* // Przegląd Elektrotechniczny, ISSN 0033-2097, R. 91 NR 2/2015, P. 208–214.
3. *Фираго В. А.* // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: Матер. 3-ей Международной научно-практической конференции, Мн.: НИИПФП, 28–29 апреля 2015 г. С. 115–117.
4. *Фираго В. А.* // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: Матер. 3-ей Международной научно-практической конференции, Мн.: НИИПФП, 28–29 апреля 2015 г. С. 118–120.

СОПРОВОЖДЕНИЕ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ВИДЕ ПОЛОГО ЦИЛИНДРА ВДОЛЬ ОСИ ВНУТРИ ЛАТУННОЙ ТРУБЫ В ВАКУУМЕ.

В. К. Гончаров, О. В. Крекотень, В. В. Макаров

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: makarov_v_v@mail.ru

Предлагаемая в данной работе идея заключается в обеспечении прохождения тонкостенного пучка электронов цилиндрической формы внутри латунного цилиндра переменного радиуса (диапазон от 35 мм до 54 мм) с толщиной стенок 2 мм. Длина цилиндра 170 мм

В качестве взрывного плазменного катода используется цилиндр из медной фольги толщиной 100 мкм и длиной острия 10 мм, который применяется в диодном ускорителе электронов [1], где анод конструктивно заземлён и может иметь различные по проницаемости торцевые поверхности. В качестве источника отрицательного высокого напряжения для взрыва микроострий катода и ускорения электронов используется генератор Аркадьева-Маркса (ГАМ) [2, 3] с рабочим напряжением до 450 кВ и током до 10 кА. Для сопровождения пучка электронов в катод-анодном и рабочем пространствах применяется магнитная система с катушкой индуктивности, позволяющая получать магнитные поля с индукцией от 0,1 – 1,2 Тл и длительностью квазистационарного участка ~ 3 мс [4, 5].

В данной серии экспериментов в качестве торца анода используется 1) медная тонкая сетка (пропускание ~ 50 %) или 2) тонкая медная фольга с прорезью в виде кольца (диаметры 30 мм и 33 мм соответственно) для свободного прохождения пучка электронов и отрезания его расходящихся составляющих. Непосредственно за анодом ставится свинцовая мишень для фиксации пучка электронов по следам джоулева нагрева. Свинцовая мишень крепится к стенкам рупора анода, её толщина ~ 0,5 мм (свинец не прогорает). В следующей серии экспериментов свинцовая мишень ставится в конце латунной трубы.

Эксперименты проводились при следующих рабочих параметрах высоковольтной установки: напряжение ГАМ ~ 200 кВ, ток пучка электронов до 1 кА, расстояние между катодом и анодом 60 мм (обеспечивает длительность импульса ~ 200–250 нс), внешний диаметр катода 35 мм, диаметр торца анода 54 мм, индукция магнитного поля 1 Тл. Диаметр проводимого пучка электронов 31,5 мм.

Катод и латунная труба располагаются внутри вакуумной рабочей камеры, которая в свою очередь находится внутри катушки

индуктивности (рис. 1). Вся система осесимметрична. Вакуумная рабочая камера изготовлена из изолятора. Латунная труба размещена по середине катушки индуктивности, на той длине, где линии магнитного поля параллельны. При этом катод-анодное пространство расположено, там где линии сходятся. Эти два фактора позволяют свести пучок до нужного диаметра и затем, не изменяя его радиальной геометрии, провести до конца рабочего пространства. Что подтверждается следами на свинцовых мишенях.

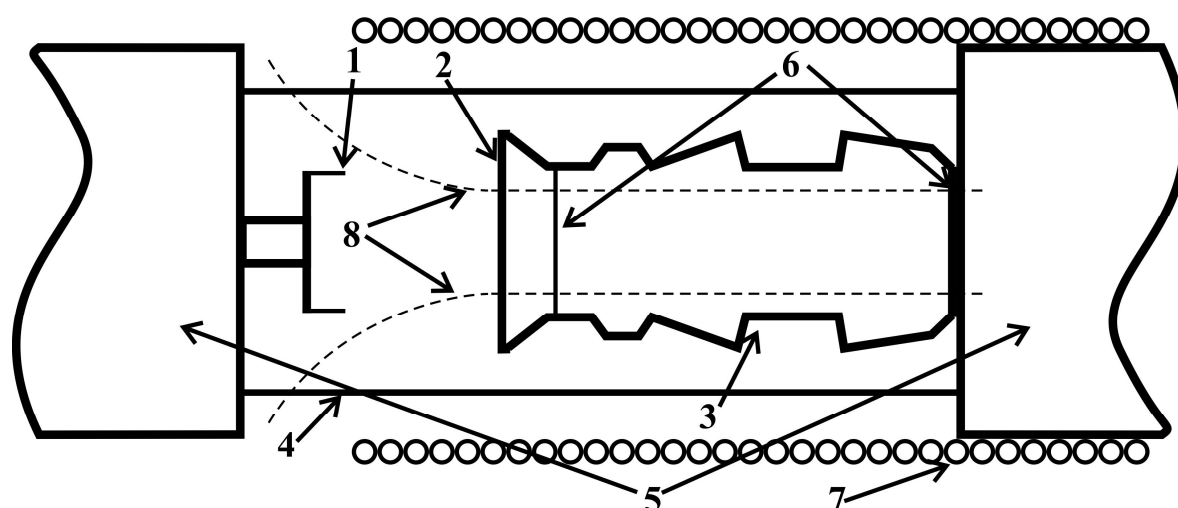


Рис. 1. Схематичное изображение рабочего вакуумного пространства.

1 – катод из медной фольги, 2 – анод из медной сетки или медной фольги с прорезью в виде кольца, 3 – латунная труба переменной радиуса, 4 – труба из изоляционного материала, 5 – капролоновые катувод и анододержатель, 6 – места установки свинцовых мишеней, 7 – катушка индуктивности, 8 – силовые линии магнитного поля

В заключение необходимо сказать, что, изменяя взаимное расположение рабочего пространства и катушки, можно обеспечить также сопровождение пучка как с его сжатием, так и расхождением. Использование более длинной катушки позволит увеличить длину пространства, где пучок не будет изменять своего радиуса. Однако при этом не следует забывать о сохранении характеристик магнитной системы для проникновения магнитного поля внутрь металлической трубы и выхода на стационарный участок.

1. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки М.: Энергоиздат, 1984. 232 с.
2. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. Радио, 1974. 212 с.
3. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М.: Энергия, 1970. 152 с.
4. Гончаров В. К., Макаров В. В., Чернявский А. Ф. // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 3. С. 177–180.
5. Гончаров В. К., Крекотень О. В., Макаров В. В. // Электроника инфо. 2011. № 2. С. 65–67.

ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРА ОКНА СКАНИРОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ФИЛЬТРА СОБЕЛА В ДАЛЬНОМЕРЕ НА ЦИФРОВОЙ ФОТОКАМЕРЕ

А. С. Васильчук, В. Л. Козлов

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: KozlovVL@bsu.by

С целью повышения вероятности правильного определения расстояния в дальномере цифровой фотокамере путем увеличения соотношения сигнал/шум и некоторого ускорения расчета контрастных участков была введена процедура автоматического определения размеров окна сканирования. Для этого вычислялся градиент яркости изображения в точках, близких к измеряемой. Окно итеративно наращивалось до тех пор, пока не начинало включать в себя достаточно контрастных переходов. Для контрастных объектов это позволяет снизить вычислительные затраты при последующем расчете корреляционной функции. Для менее контрастных областей данная процедура позволяла существенно повысить вероятность правильного обнаружения.

Для автоматического определения размеров окна сканирования был разработан соответствующий механизм на основе фильтра Собела [1]. В точках, близких к отмеченной, вычислялся градиент яркости изображения, и окно итеративно наращивалось до тех пор, пока не будет включать в себя достаточно контрастных переходов. Отклик фильтра рассчитывается по формуле (1), элементы которой вычисляются из свертки матриц G_x и G_y с исходным изображением.

-1	0	+1
-2	0	+2
-1	0	+1

+1	+2	+1
0	0	0
-1	-2	-1

$$|G| = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad (1)$$

G_x G_y

Рис. Матрицы фильтра Собела

Таким образом, использование фильтра Собела при обработке цифровых изображений для измерения расстояния в дальномере на цифровой фотокамере позволяет эффективно выделять контрастные участки в измеряемой области пространства, автоматически определять размеры окна сканирования, что в свою очередь улучшает отношение сигнал/шум при обработке изображений и уменьшает время измерений.

1. Абламейко С. В. Обработка изображений: технологии, методы, применение / С. В. Абламейко, Д. М. Лагуновский. Минск: Амалфея, 2000. 304 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ СРАВНЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТТИСКОВ ПЕЧАТЕЙ И ШТАМПОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

А. С. Васильчук, В. Л. Козлов

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: KozlovVL@bsu.by

Использование возможностей современных компьютерных средств и специализированного программного обеспечения является перспективным направлением криминалистического исследования отпечатков печатей и штампов (ОПШ). Для расширения функциональных возможностей, повышения качества, достоверности и наглядности проводимых исследований по сравнению цвето-тоновых параметров изображений ОПШ была разработана соответствующая компьютерная система на основе применения метода корреляционного анализа. Предлагаемый процесс цифровой обработки изображений ОПШ предусматривает: фиксацию изображения путем сканирования (регистрация изображения); применение алгоритмов обработки, предусмотренных используемым ПО (преобразование изображения); сохранение данных с последующей экспертной интерпретацией полученных результатов (анализ данных изображения).

Основная стадия этапа преобразования изображений заключается в непосредственном сравнении цифровых моделей исследуемых отпечатков, используя алгоритмы корреляционного типа [1]. Для реализации корреляционной методики анализа степени совпадения двух изображений было разработано программное приложение на языке объектно-ориентированного программирования C++. Интерфейс программного приложения имеет два синхронизированных рабочих окна. Левое окно предназначено для ввода исследуемого изображения, т. е. изображения, чьи цвето-тоновые характеристики подлежат непосредственному изучению (установлению), а правое – для ввода изображения-эталона, т. е. изображения, посредством параметров которого происходит установление степени совпадения (различия). Использование математических алгоритмов корреляционной обработки позволяет получать высокоточные и достоверные результаты, близкие, практически, к предельным значениям. Достоверность полученных значений была подтверждена экспериментальными исследованиями и проверена при помощи других методов.

1. Пат.10722 Респ. Беларусь, МКИ G 01 С 3/00. Устройство для сравнения цифровых изображений отпечатков печатей и штампов для криминалистических экспертиз / В. Л. Козлов, А. С. Рубис; Р. М. Ропот .2015.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР В РЕЖИМЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

К. Н. Коростик, В. М. Стецик

Белорусский государственный университет, Минск

Перестраиваемые по спектру излучения инжекционные лазеры (ИЛ) широко используются в спектрометрических системах (СМС) для анализа состава вещества, для лазерной накачки твердотельных лазеров (ТТЛ) [1] и др. Однако, при работе ИЛ в импульсном режиме за время действия импульса накачки из-за изменения концентрации носителей заряда, в лазере наблюдается сдвиг частоты генерируемого излучения (так называемый «чирп»), который является источником погрешности в СМС. При накачке ТТЛ степень согласования спектров излучения ИЛ и поглощения среды имеет принципиальное значение для улучшения параметров ТТЛ. Таким образом, совершенствование методов управления спектром ИЛ – актуальная задача квантовой электроники.

Кроме классических методов управления спектром излучения ИЛ [2] (температура, ток, магнитное поле и давление) может использоваться и комбинированный способ, основанный на следующих соображениях [2, 3]. В ИЛ-гетеролазерах активная область представляет собой диэлектрический волновод. Этот волновод способствует локализации оптического излучения в активной области, а, следовательно, увеличению оптического усиления и уменьшению дифракционных потерь. При инжекционной накачке с ростом тока концентрация электронов в активной области увеличивается, что вызывает уменьшение диэлектрической проницаемости ϵ [3], а, следовательно, и коэффициента преломления n (антиволноводный эффект). С другой стороны, под действием протекающего тока активная область нагревается, что приводит к увеличению ϵ и n и созданию так называемого температурного волновода (волноводный эффект). Учитывая, что эти способы управления показателем преломления имеют различные характеристические времена (антиволноводный эффект – порядка единиц нс, волноводный – порядка мкс) формирование воздействий на ϵ , а, следовательно, и n могут быть разнесены, а их проявление можно совместить во времени, т. е. организовать взаимную компенсацию. Усиление волноводных свойств активной области ИЛ можно

организовать с помощью предварительного «греющего» импульса тока, которым можно скомпенсировать антиволноводный эффект при накачке ИЛ основным импульсом тока инжекции. Таким образом, комбинация способов воздействия на n позволяет реализовать «адиабатический» ввод накачки.

При исследовании свойств излучения ИЛ в режиме предварительного импульсного возбуждения использовалась установка, показанная на рис. 1. Исследуемый ИЛ возбуждался от генератора парных импульсов ГПИ с независимой регулируемой длительности и амплитуды предварительного и основного импульсов накачки, а также интервала между импульсами. Контроль выходного оптического сигнала осуществлялся аналогично [4] с использованием интерферометра Майкельсона (зеркала 1, 2 и светоделительная пластинка 3), фотоприемника ФП и электронного осциллографа ЭО. Для контроля диаграммы направленности исследуемый ИЛ помещался на поворотном столике ПС.

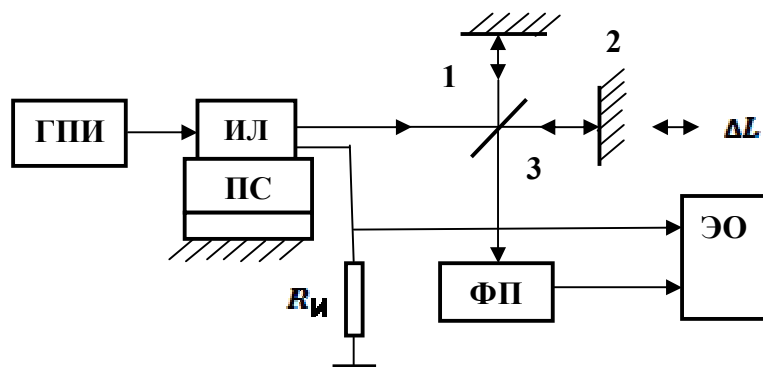


Рис. 1. Функциональная схема установки для исследования свойств излучения ИЛ в режиме предварительного импульсного возбуждения

ИЛ с длиной волны излучения 650 нм и порогом генерации 23 мА возбуждался предварительными импульсами длительностью 6 мкс и амплитудой 20 мА. Длительность основного импульса составляла 500 нс с амплитудой 40 мА. При изменении интервала между импульсами в диапазоне 5 мкс – 100 нс обнаруживался режим, в котором достигалось двукратное уменьшение ширины спектра генерации ИЛ.

1. Антонов В. С. Лазерная аналитическая спектроскопия. М.: Наука, 1986. 318 с.
2. Ямото Е. // Физика полупроводниковых лазеров. М., 1989. С. 68 – 98.
3. Биленко Д. И., Белобровая О. Я. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53, № 3. С. 465–469.
4. Коростик К. Н., Стецик В. М. // Журнал прикладной спектроскопии. 2006. Т. 73, № 1. С. 119–123.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ОБЪЕКТОВ В РЕАЛЬНЫХ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

М. М. Кугейко, К. Н. Коростик

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kugeiko@bsu.by

Благодаря уникальным характеристикам излучения инжекционных лазеров (ИЛ) (большая выходная мощность, возможность управления характеристиками излучения, миниатюрность, высокий срок службы и др.) на их основе создаются новые типы дальномерных систем – рециркуляционные светодальномеры (РСД). В РСД определение дальности основано на использовании оптоэлектронного рециркуляционного генератора (ОРГ), в котором длина измеряемой трассы выполняет роль оптической линии задержки в цепи обратной связи генератора. В наиболее совершенных РСД [1] благодаря возможности управления задержкой импульсов излучения ИЛ используется синхронизация частоты рециркуляции с колебаниями высокостабильного кварцевого генератора. В этом случае искомая дальность D с точностью до периода кварцевого генератора определяется по частоте рециркуляции, а «домер» в пределах периода колебаний кварцевого генератора осуществляется по приращению тока накачки ИЛ до достижения режима синхронизации частоты рециркуляции ОРГ с высокостабильным кварцевым генератором.

Однако в методике [1] не учитывается зависимость частоты рециркуляции, от величины поглощения лазерного излучения на трассе, по которой оно распространяется. Принятие решения о наличии отраженного сигнала осуществляется по определенному порогу, задаваемому при его приеме. От дальности до объекта и атмосферных условий зависит величина поглощения зондирующего излучения. При неизменном пороге принятия решения о наличии сигнала возникает составляющая погрешности РСД, обусловленная реальными атмосферными условиями, в которых осуществляется измерение дальности. Поэтому требуется соответствующая корректировка порога принятия решения о наличии сигнала. Нами предлагается методика определения дальности объекта с использованием РСД на основе управляемого ИЛ с коррекцией порога принятия решения о наличии отраженного сигнала.

Сущность методики состоит в накоплении и анализе сигнала обратного рассеяния (СОР) при лоцировании объекта, до которого требуется определить дальность, для выбора значения порога срабатывания решающего устройства, компенсирующего поглощение

излучения на дистанции. В [2] показано, что такой режим достигается при установке порога $U_{\text{п}}$ решающего устройства в соответствии с зависимостью

$$U_{\text{п}} = \frac{\theta P_{\text{и}} \cdot S_{\text{п}}}{\pi(D_1 - D_0)^2}, \quad (1)$$

где θ – коэффициент отражения поверхности объекта, $P_{\text{и}}$ – мощность излучения ИЛ, $S_{\text{п}}$ – площадь входного зрачка приемника излучения, D_1 – расстояние до объекта, определенное при первоначальных посылках зондирующего излучения (когда идет «калибровка» системы), D_0 – дальность, соответствующая начальному моменту времени накопления СОР. В этом случае искомая дальность D выражается через измеренную частоту рециркуляции зависимостью вида [2]

$$D = \frac{c}{2} t_{\text{опт}} = \frac{c}{2} \left(\frac{1}{f_p} - t_{\text{эл}} - t_{\text{лаз}}^{\text{ст}} - \Delta t_x \right), \quad (2)$$

где $t_{\text{опт}}$ – время распространения светового сигнала на измеряемой дистанции; $t_{\text{лаз}}^{\text{ст}}$ – задержка возникновения генерации в лазере в режиме ее стабилизации; Δt_x – время рассогласования между ближайшим импульсом с синхронизирующего генератора и моментом прихода импульса с дистанции (в режиме синхронизации частоты рециркуляции ОРГ $\Delta t_x = 0$), $t_{\text{эл}}$ – задержка в электрической части дальномера.

Значение $t_{\text{эл}}$ в (2) может быть представлено в виде:

$$t_{\text{эл}} = nT_{\text{кг}} + \frac{U_{\text{п}} \tau_0}{U_{\text{фпу}}} = nT_{\text{кг}} + \frac{U_{\text{п}} \tau_0}{P_{\text{с}} \eta R_{\text{н}}} \quad (3)$$

где n – целое число; $T_{\text{кг}}$ – период следования импульсов с синхронизирующего кварцевого генератора; η – квантовая эффективность фотоприемника; τ_0 – длительность фронта импульса, принятого с дистанции; $R_{\text{н}}$ – сопротивление нагрузки; $U_{\text{фпу}}$ – амплитуда напряжения на выходе фотоприемного устройства.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет исключить влияние изменения состояния среды на значение частоты рециркуляции ОРГ. Это позволяет повысить точность определения дальности до объекта в реальных атмосферных условиях. Предложенная методика может использоваться и в импульсных светодальномерах на основе ИЛ.

1. Коростик К. Н. // Приборы и техника эксперимента. № 5. 1991. С. 5–18.
2. Пат. 4677, МПК G 01 C 3/08, G 01 S 17/10. Способ определения дальности объекта (варианты) / К.Н.Коростик, М.М.Кугейко; №4931; Заявл. 27.11.1996; Оpubл. 03.05.2002 // Афіційны бюлетэнь. 2003. №2. С.164.

ПОВЫШЕНИЕ ОТКАЗОУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С ПРОГРАММИРУЕМОЙ МАТРИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

Н. А. Коротаев, В. И. Попечиц

Белорусский государственный университет, Минск

E mail: parechyts@bsu.by

Необходимость обеспечения живучести электронных вычислительных систем с однородной программируемой матричной структурой, построенных на новой элементной базе – программируемых логических интегральных схемах, обусловлена высокими требованиями к их быстродействию, точности, надежности и безотказности [1]. Одним из перспективных путей повышения отказоустойчивости таких систем является разработка и исследование эффективных алгоритмов их реконфигурации при наличии и отсутствии резервных элементов, связей и дефектов (неисправностей). Учитывая перспективность и интерес к проектированию различных средств электронной вычислительной техники и цифровой микроэлектроники в виде живучих однородных программируемых матричных структур, данная задача является актуальной и важной.

Однородная программируемая матричная структура представляет собой прямоугольную $n \times m$ матрицу, состоящую из множества идентичных процессорных элементов (ПЭ) на программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС) типа программируемой логической матрицы (ПЛМ), где вдоль каждой из четырех сторон расположены резервные ПЭ (РПЭ). Рассматриваемая матричная структура является одноканальной в том смысле, что в ней допустим лишь один тракт связи вдоль каждого горизонтального/вертикального канала, что позволяет значительно сократить площадь, занимаемую информационными связями.

Разработан и программно реализован алгоритм реконфигурации однородной программируемой матричной структуры и на его основе исследованы ее параметры живучести: вероятность безотказной работы, достоверность функционирования, потенциальная живучесть при наличии и отсутствия резервных ПЭ, информационных связей и дефектов (неисправностей). Алгоритм предусматривает следующее: если дана $n \times m$ матрица с резервными по ее краям ПЭ, то, в случае выхода из строя одного, двух или трех ПЭ одновременно, восстанавливается работа матрицы при условии: для всех дефектных ПЭ имеется ряд непрерывных компенсационных связей, среди которых нет пересечений. При этом алгоритм находит для заданных дефектных ПЭ (задаются вручную или программно случайным образом) непересекающиеся компенсационные связи и перестраивает матрицу путем замены неисправных ПЭ вдоль компенсацион-

ных связей. В случае невозможности нахождения требуемых компенсационных связей, происходит деградация матрицы, т.е. потеря соответствующих функций. При этом в матрице последовательно задается по одному, затем по два и далее по три ПЭ с отказами, которые не будут восстановлены. Процесс продолжается до тех пор, пока не будут найдены компенсационные связи с требуемыми свойствами. Следует заметить, что современные ПЭ, как правило, являются высоконадежными, тем более могут быть снабжены самопроверяемыми схемами встроенного контроля, поэтому наибольшую вероятность могут иметь одиночные ошибки. Исследование живучести матриц в этом случае наиболее актуально и предположение, что после локализации неисправного ПЭ и реконфигурации матрицы неисправный ПЭ будет заменен, вполне реально. Кроме того, эта задача актуальна для закрытых систем, доступ к ПЭ которой извне невозможен или элементы которой заменить или починить нельзя.

В результате исследования характеристик живучести различных конфигураций однородных программируемых матричных структур, в зависимости от числа резервных ПЭ можно сделать вывод, что для данной матричной структуры с $n \times m$ основными ПЭ при одновременном внесении не более трех неисправностей достаточно $n + m$ резервных ПЭ, чтобы обеспечить необходимую живучесть матрицы.

Рассмотрены вопросы построения живучей электронной вычислительной системы с однородной программируемой матричной структурой на основе ПЛИС типа ПЛМ при наличии и отсутствии резервных ПЭ, связей и дефектов (неисправностей).

Разработан и программно реализован алгоритм реконфигурации рассматриваемой структуры, на основе которого исследованы характеристики ее живучести: вероятность безотказной работы, достоверность функционирования и потенциальная живучесть.

Полученные результаты исследований позволяют сделать вывод о количестве необходимых резервных ПЭ и числе допустимых дефектов (неисправностей) для восстановления и обеспечения достаточной живучести электронной вычислительной системы с однородной программируемой матричной структурой.

Актуальность и важность рассматриваемой задачи в области построения живучих вычислительных систем с однородной программируемой матричной структурой требуют проведения дальнейших исследований, особенно с учетом применения для ПЭ на ПЛИС самопроверяемых схем встроенного контроля.

1. Виноградов В. И. // Электроника инфо. 2007. № 9. С. 44–46.

ПРОВЕДЕНИЕ ИСПЫТАНИЙ БОРТОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ СВЕРХМАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

А. А. Спиридонов, В.А. Саечников, И. А. Шалатонин

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: sansan@tut.by

В последнее два десятилетия в США, Китае, Европейском космическом агентстве, России, странах СНГ и других странах ведутся интенсивные работы в области разработки сверхмалых космических аппаратов (СМКА). Для университетов с ограниченным на проект бюджетом, отсутствием своей производственной базы, ограниченным ресурсом высококвалифицированных кадров, создание собственного сверхмалого малобюджетного космического аппарата на основе коммерческих комплектующих дает возможность студентам на практике принять участие во всех этапах проекта - от проектирования до обработки данных.

В процессе проектирования и разработки СМКА важными задачами являются разработка и интеграция бортовых систем между собой и с аппаратурой полезной нагрузки; проведение тестирования функциональных и технических характеристик аппаратуры с помощью специальных программ-тестировщиков; разработка и отработка программного обеспечения, совместной работы бортовой аппаратуры и наземного комплекса управления, отработка программы полета конкретного оборудования и космического аппарата (КА) в целом с учетом изменений динамики его движения.

В ходе выполнения НИР «Разработать и создать экспериментальные программно-аппаратные средства для лабораторной отработки (ПАС ЛО) комплексов управления, функциональных модулей и узлов бортовой и обеспечивающей аппаратуры нано и пикоспутников ДЗЗ» программы Мониторинг-СГ предполагается разработать и создать программно-аппаратный комплекс отработки СМКА.

Экспериментальные ПАС ЛО будут обеспечивать выполнение следующих функций: моделирование сеансов приема телеметрической информации и целевой информации; отработка процесса формирования командно-программной информации для управления КА в полете; проведение испытаний основных бортовых систем СМКА; формирование программ работы бортовой аппаратуры имитатора КА и обрабатываемого оборудования; моделирование нештатной ситуации; проведение экспериментов по тестированию оборудования наземного комплекса; отработка программно-математического обеспечения СМКА.

В состав экспериментальных ПАС ЛО входят: комплекс дистанционного управления (КДУ) космическим аппаратом; автоматизированные рабочие места (АРМ) анализа и управления КА, баллистического обеспечения, технической поддержки, приема и обработки информации телеметрии и целевой аппаратуры КА; имитатор космического аппарата; программно-информационный комплекс отработки бортовых систем и научной аппаратуры. Подсистемы ПАС ЛО должны быть интегрированы в единую среду с использованием современных подходов, на основе сервис-ориентированной архитектуры.

Имитатор КА предназначен для: отработки средств ПАС ЛО; отработки бортовых систем и научной аппаратуры космического аппарата; отработки космических экспериментов и программы полета; отработки линии радиосвязи с космическим аппаратом; отработки наземного комплекса управления, проверки и отработки эксплуатационной документации; обучения студентов и подготовки специалистов.

Имитатор должен быть выполнен на нерадиационно-стойкой элементной базе, на основе плат формата PC-104 Plus и включать в себя все основные бортовые системы реального СМКА: корпус; систему управления, сбора и обработки телеметрии, информации бортового и обрабатываемого оборудования; радиотехнический комплекс (приёмопередатчик команд управления и телеметрии имитатора; приёмопередающие антенны); систему электроснабжения (контроллер системы управления энергопитанием, источники электроэнергии).

Основные параметры имитатора: частота приема команд по радиоканалу 140–145 МГц; максимальная скорость приема 9600 бит/с; частота передачи телеметрической информации 435–445 МГц; максимальная скорость передачи информации обрабатываемого оборудования 22 000 бит/с; чувствительность бортовых приёмных устройств не хуже –100 дБ/мВт; среднее энергопотребление при решении целевых задач не более 10 Вт; масса имитатора космического аппарата не более 5 кг.

На основе промышленных компонентов фирмы “Fastwel был разработан макет бортовых систем имитатора КА и КДУ космическим аппаратом, проведено тестирование работы систем. Алгоритм тестирования включал в себя: инициализацию системы; включение и настройка бортовых систем имитатора и систем КДУ; обработка данных с датчиков; резервирование обработанных данных; передача информации по радиоканалу на КДУ космическим аппаратом и через сеть GSM с использованием технологий GPRS во внешнюю глобальную сеть Интернет; прием и обработка информации телеметрии и сохранение их в базе данных.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИЕМА И ОБРАБОТКИ ТЕЛЕМЕТРИИ СВЕРХМАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

А. А. Спиридонов, В. А. Саечников, И. А. Шалатонин

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: sansan@tut.by

Для успешного выполнения программы полета сверхмалый космический аппарат (СМКА) собирает телеметрическую информацию о параметрах работы систем и по радиоканалу отправляет полученные данные на Землю. Данные телеметрии являются одним из главных элементов в системе управления СМКА, обеспечивая контроль состояния его отдельных узлов и всех параметров движения. Поэтому моделирование приема и обработки телеметрии играет важную роль при разработке СМКА.

В программно-аппаратном комплексе отработки СМКА, разрабатываемом в ходе выполнения программы Мониторинг-СГ в БГУ функцию моделирования приема и обработки телеметрии выполняет автоматизированное рабочее место (АРМ) приема и обработки информации телеметрии и целевой аппаратуры космического аппарата.

АРМ приема и обработки информации телеметрии и целевой аппаратуры космического аппарата подает заявку на выдачу управляющих команд для сброса телеметрии и целевой информации обрабатываемого оборудования с борта имитатора космического аппарата (КА) в АРМ оператора анализа и управления космическим аппаратом. На основании баллистических расчетов, моделирующих движение КА, полученными от АРМ оператора навигационно-баллистического обеспечения полета космического аппарата, формируется единый пакет управляющих команд. Заявка на выдачу команд представляет собой перечень требуемых команд (без ограничения количества) с указанием абсолютного времени выдачи команды на борту имитатора КА. Набор выдаваемых команд включал в себя возможность выдачи на аппаратуру в заданное время цифрового массива объемом до нескольких килобайт, что можно использовать постановщиками экспериментов для перепрограммирования бортовых контроллеров функциональных модулей и узлов бортовой и обеспечивающей аппаратуры СМКА при их отработке.

К полученному итоговому перечню команд добавляются рассчитанные автоматизированной системой команды включения/отключения бортовых передатчиков и приемников в соответствии с составленными расписаниями сеансов связи и моделируемой ориентацией КА в пространстве. Полученный перечень автоматически сортируется, привязывается ко

времени комплекса дистанционного управления (КДУ) и с помощью программного обеспечения (ПО) управления радиоаппаратурой передается по радиоканалу командной радиолинии на борт имитатора в защищенном режиме с контролем целостности информации и квити́рованием.

Обмен информацией имитатора КА с КДУ средой происходит по двум каналам: каналу передачи целевой информации на частоте 2.4 ГГц и каналу обмена командно-телеметрической информацией на частоте 440-445 МГц. Причем телеметрия передается двух видов: минимальный телеметрический пакет, характеризующий основные жизненно-важные параметры бортовой аппаратуры и обрабатываемого оборудования и расширенный телеметрический пакет, характеризующий в полном объеме работу бортовой аппаратуры и обрабатываемого оборудования.

В КДУ потоки квитанций о результате работы бортового и обрабатываемого оборудования, телеметрии и целевой информации принимаются и обрабатываются и передаются в виде кадров в АРМ оператора обработки информации телеметрии и целевой аппаратуры.

В АРМ оператора обработки информации телеметрии и целевой аппаратуры кадры полученной телеметрии и целевой информации проходят первичную обработку. Происходит первичная инициализация протокола обмена, валидация принятых пакетов, распознавание структуры пакетов, извлечение информации о работе датчиков и приборов, структурирование, привязка ко времени, запись в базу данных «сырой» телеметрии. Эту телеметрию можно извлечь из базы данных для проведения вторичной обработки, которая предполагает удобное представление данных для анализа, визуализацию, совместную обработку по соответствующим алгоритмам и последующий анализ для принятия решений по продолжению отработки и проведения эксперимента. Обработанная телеметрия структурируется, привязывается ко времени и записывается в базу данных. Кроме того она передается в АРМ оператора анализа и управления космическим аппаратом для оперативного анализа структурно-параметрических отклонений состояния бортовых систем, обрабатываемого оборудования и анализа выполнения плана эксперимента по отработке.

После проведения эксперимента по отработке формируется протокол испытаний и отчет, проводится анализ результатов телеметрии бортовых систем имитатора и целевой информации обрабатываемого оборудования, учет наработки бортовой аппаратуры и обрабатываемого оборудования. Происходит формирование и обновление базы данных планов, операций и экспериментов по отработке.

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЯГКИХ БИОТКАНЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ ДЛИН ВОЛН 1 – 2.5 МКМ

А. П. Иванов, В. В. Барун

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: ivanovap@dragon.bas-net.by

Оптические свойства мягких биотканей в интервале длин волн $\lambda = 0.4 - 1$ мкм достаточно хорошо изучены. Это связано с традиционным использованием видимой и ближней ИК областей спектра для научных и практических медико-биологических исследований. В настоящее время созданы и находят широкое применение волоконные лазеры, генерирующие свет в средневолновом ИК диапазоне. Принципиальным отличием этого спектрального интервала от $0.4 - 1$ мкм является сильное поглощение света водой – одним из основных компонентов и ткани-основы, и крови. Вода занимает 75 – 90 % объема ткани, и при построении оптической модели ее, несомненно, следует учитывать. На первый взгляд, какие же в этом сложности? Остановимся на данном вопросе подробнее.

Под словом «модель» будем понимать полный набор спектральных характеристик (показатели поглощения и рассеяния, а также индикатриса или ее интегральные параметры) всех оптически значимых хромофоров (меланин, дериваты гемоглобина, вода), из которых затем можно построить соответствующие характеристики ткани. Оказывается, что в литературе объем данных по отдельным хромофорам среды, исключая воду, минимален. Именно превалирующее поглощение водой существенно подавляет оптические сигналы от других хромофоров при проведении экспериментов, традиционных для видимой области спектра. Вторым аспектом задачи моделирования заключается в правилах суперпозиции свойств хромофоров при определении оптических характеристик среды в целом. Например, в области сильного поглощения света гемоглобином крови для ткани имеет место эффект «сита». Он приводит к тому, что показатель поглощения ткани есть не просто средневзвешенная сумма соответствующих показателей компонентов, а их нелинейная комбинация. Известны численные или аналитические способы построения такой комбинации в видимой области. Здесь поглощением ткани-основы можно пренебречь по сравнению с кровью. Однако очевидно, что в рассматриваемом ИК диапазоне этого делать нельзя. Кроме того, показатели рассеяния ткани-основы и крови сильно разнятся. Это приводит к проявлению эффекта «сита» и для показателя рассеяния мягкой ткани в целом, и для интегрального параметра индикатрисы – ее коэффициента асимметрии.

Спектральные характеристики отдельных хромофоров ткани получались путем соответствующих расчетов на основе литературных данных [1–4]. Эффект «сита» оценивался по методике [5]. В левой части рис.1 показаны спектры оптических характеристик основных хромофоров среды – показатели рассеяния ткани-основы (кривые 1) и крови (2), показатели поглощения окси- (3) и деоксигемоглобина (4), воды (5), а также $1 - g$ для крови (6), где g – коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния. Для ткани-основы последний параметр полагался по спектру постоянным 0.09. Исходя из этих данных, получен полный набор спектральных параметров элементарного объема среды – показатели рассеяния μ_s (кривые 1 в правой части рис.) и поглощения μ_a (2), $1 - g$ (3) в диапазоне длин волн 1 – 2.5 мкм. Отметим, что μ_a при $\lambda > 1.3$ мкм определяется водой и не зависит от степени оксигенации крови. Сравнение сплошных и штриховых кривых показал, что эффект «сита» практически не влияет на показатель поглощения ткани. С другой стороны, ее интегральный и эффективный показатели рассеяния снижаются соответственно на 5 – 20 и 3 – 15 % при увеличении радиуса R капилляров с 5 до 100 мкм, а $1 - g$, напротив, возрастает на 2 – 17 %. Полученные результаты составят базу для исследования характеристик переноса ИК излучения волоконных лазеров в тканях применительно к решению различных научных и практических задач биомедицинской оптики.

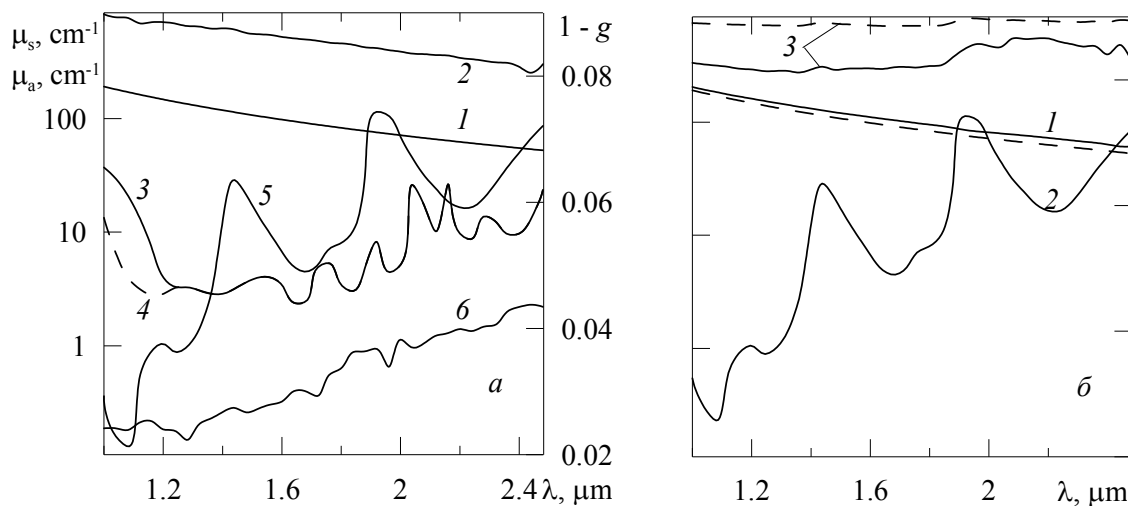


Рис.1. а – Спектры показателей рассеяния ткани основы (кривые 1) и крови (2) и поглощения окси- (3), деоксигемоглобина (4), воды (5), коэффициент асимметрии индикатрисы крови (6); б – спектры показателей рассеяния (1) и поглощения (2), $1 - g$ (3) мягкой ткани при $R = 10$ (сплошные) и 100 мкм (штриховые кривые)

1. Hale G. M., Querry M. R. // Appl. Opt. 1973. V. 12. P. 55–63.
2. Kuenster G. T., Norris K. H. // J. Near Infrared Spectrosc. 1994. V. 2. P. 59–65.
3. Roggan A., Friebel M., Dorschel K., et al. // J. Biomed. Opt. 1999. V. 4. P. 36–46.
4. Jacques S. L. // Phys. Med. Biol. 2013. T. 58. P. R37–R61.
5. Talsma A., Chance B., Graaf R. // JOSA A. 2001. V. 18. P. 932–939.

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНТЕГРИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Т. Р. Ключко, В. И. Скицюк

Национальный технический университет Украины «Киевский
политехнический институт», Киев, Украина

E-mail: klochko_tr@ukr.net

Сейчас существует проблема создания автоматизированных лазерных систем для биологических и медицинских исследований, а также лечения в различных направлениях медицины. Эти системы требуют поставки необходимой информации для автоматизации управления системами облучения биологических объектов, обеспечение высокой точности определения параметров изменений структур, объектов, которые осуществляются в среде изучаемых абстрактных объектов [1–3].

Основные работы авторов состоят в создании методологических основ интегрированного влияния электромагнитных световых полей на биологические структуры и определения динамики информационных световых потоков излучения от биологических объектов [3–5].

В докладе показаны результаты экспериментальных исследований использования кадровой развертки электромагнитного излучения при облучении биологических структур с целью диагностики состояния этих структур *in vivo*. Кроме того, исследовано влияние определенных режимов излучения на биологические материалы с привнесенными в них фармакологическими веществами, которые направлены на лечение распространенных заболеваний с предложенной методикой кадра оптического излучения, которую обеспечивают модули лазерной системы воздействия. Таким образом, предложенные методологические положения использования интегрированного лазерного излучения дают повышение эффективности лечения широкого спектра заболеваний.

1. Рассохин В. Ф. Лазерная терапия в неврологии. К.: Здоров'я, 2001. 128 с.
2. Системный анализ эффективности управления биологическими системами низкоэнергетическим лазерным излучением. Москвин Сергей Владимирович. Тула, спец. ВАК 05.13.01, д-р биол. наук, 2008.
3. Скицюк В. И., Ключко Т. Р. Физика технологии ТОНТОР. Саарбрюкен (Германия): ИД LAP Lambert Academic Publishing, 2015. 332 с.
4. Klotchko T. R. // Microwave & Telecommunication Technology (CriMiKo'2011), 2011, Vol.2, С. 1036-1037.
5. Тимчик Г. С., Скицюк В. И., Ключко Т. Р. Польові структури біотехнічних систем: монографія. К.: НТУУ «КПІ», 2013. 384 с.

APPLICATION OF 3D PRINTING FOR CREATING AND PROBING BIOPHOTONIC ARRAY SENSOR BASED ON OPTICAL RESONANCE METHODS

A. V. Saetchnikov^{1,2}, E. A. Tcherniavskaia¹, V. A. Saetchnikov¹,
A. Ostendorf²

¹Belarusian State University, Minsk, Belarus

²Ruhr-Universitaet, Bochum, Germany

E-mail: saetchnikov@bsu.by

We have used several schemes for experimental realization of WGM optical resonance in dielectric microspheres method [1–7]. For further sensitivity and accuracy improvement we introduced a new scheme for microcavity array construction. Developed arrays are designed as a series of columns with microspheres. These columns are separated from each other by polymer boxes or trapezes.

In current setup we did not start our sensitive layer preparation with thin adhesive layer placing on the substrate [1–7]. For polymer structures construction 3D printer (RepRap X400) has been used (Fig. 1). This 3D printer has been chosen, since the RepRap project is an initiative to develop a 3D printer that can print most of its own components and now RepRaps are constructed to be printed in any type of materials. RepRap (replicating rapid prototype) uses an additive manufacturing technique called Fused Filament Fabrication to lay down material in layers; a plastic filament (e.g. ABS, PLA) is unwound from a coil and supplies material to produce a structure. To produce structures for microcavities' row creation, one or several polymer layers have been extruded on the surface of substrate. In order to produce a sensitive cell we prepared a structure-model (StereoLithography file format) in the stereo lithography open-source CAD software where all boxes or trapezes are connected on the edges with each other. The distance between two neighbour boxes was adjusted in a range of 80÷120 microns. Then two other open source, free to use, relatively quick, and extremely customizable software packages (Slic3r and German RepRap Repetier-Host) were used in order to slice prepared model into layers and create a g-code file that has to be sent to the 3D printer.

Two different techniques have been used for microspheres fixation. First technique has been former developed and it has been discussed in previous publications [1–7], where microspheres were superimposed on the surface of adhesive layer and were fixed just by this layer (Fig. 2, b). Compact spin-coater system with digital dosage was used to put and dry previously a thin film of adhesive directly in the wells. After that, microspheres were superimposed on the surface of adhesive layer and final drying procedure by free solvent evaporation

during 12 hours followed (Fig. 2, d). All microspheres, that did not fall into wells, were being washed away. Under optimized experimentally parameters of the process microspheres were reliably fixed as it was tested. The most part of microsphere surface turned out to be in contact with tested solution and thus could react to variation of the solute concentration. Another possibility is to fix microspheres without any adhesive layer (Fig. 2, c). This technique is more complicated for obtaining the microsphere-substrate contact and less stable for long-term experiments (microspheres can be washed out due to worse contact). In addition, there is possibility to induce additional strain on a microparticle in current approach, which might influence on resonance spectra; therefore, first technique has been preferably used.

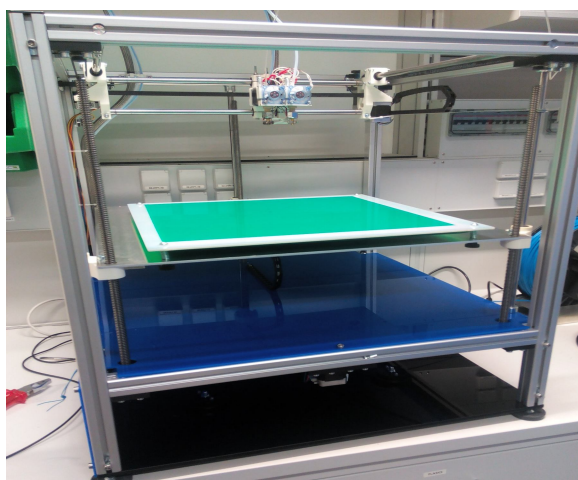


Fig. 1. 3D printer setup (RepRap X400)

In our experiments we used microspheres made of quartz glass, which are stable in case of WGM optical resonance spectra in water environment. This choice was determined by the fact, that in former experiment we have found long-term spectral shift of WGM optical resonance maxima while using PMMA microspheres [4].

Different rows of one array can be functionalized by different biological agents or by gold nanoparticles (plasmonic improvement) [5, 7]. In plasmonic-improved with gold nanoparticles experiments sensitive layers were kept inside water suspension of gold nanoparticles during several hours. More details are represented in [5].

The developed method to determine parameters of solutions of the biological agents, based on whispering-gallery modes optical resonance was presented in [1–3]. However, some important features that are different from the published method need to be noticed. The microspheres are submerged into a fluidic cell (in between two polymer structures) and brought into contact with the prism. The cell contains initially de-ionized (DI) water and in order to vary the

optical path distance, a solution of biological agent or particles is incrementally added to the fluidic cell with a digital syringe. As published before, light scattered by the microspheres after passing through a microscopes was captured by a CMOS camera. Region of interest (area with microcavities' line) has been selected, which permits the increase of capturing speed for selected microspheres and, as a result, improving the sensitivity. Then each microsphere has been selected and independently processed as it was published in [4–7]. Scattered light power measured as integrated on the frame area intensity after filtering to minimize noise was used as relative scattered intensity (Fig. 3). To observe several WGMs, the laser repeatedly scans across a spectral range of approximately 3 nm at a frequency of about 0.01 nm/s. Intensity variation following laser tuning WGM spectral position was being recorded by data acquisition card and computer.

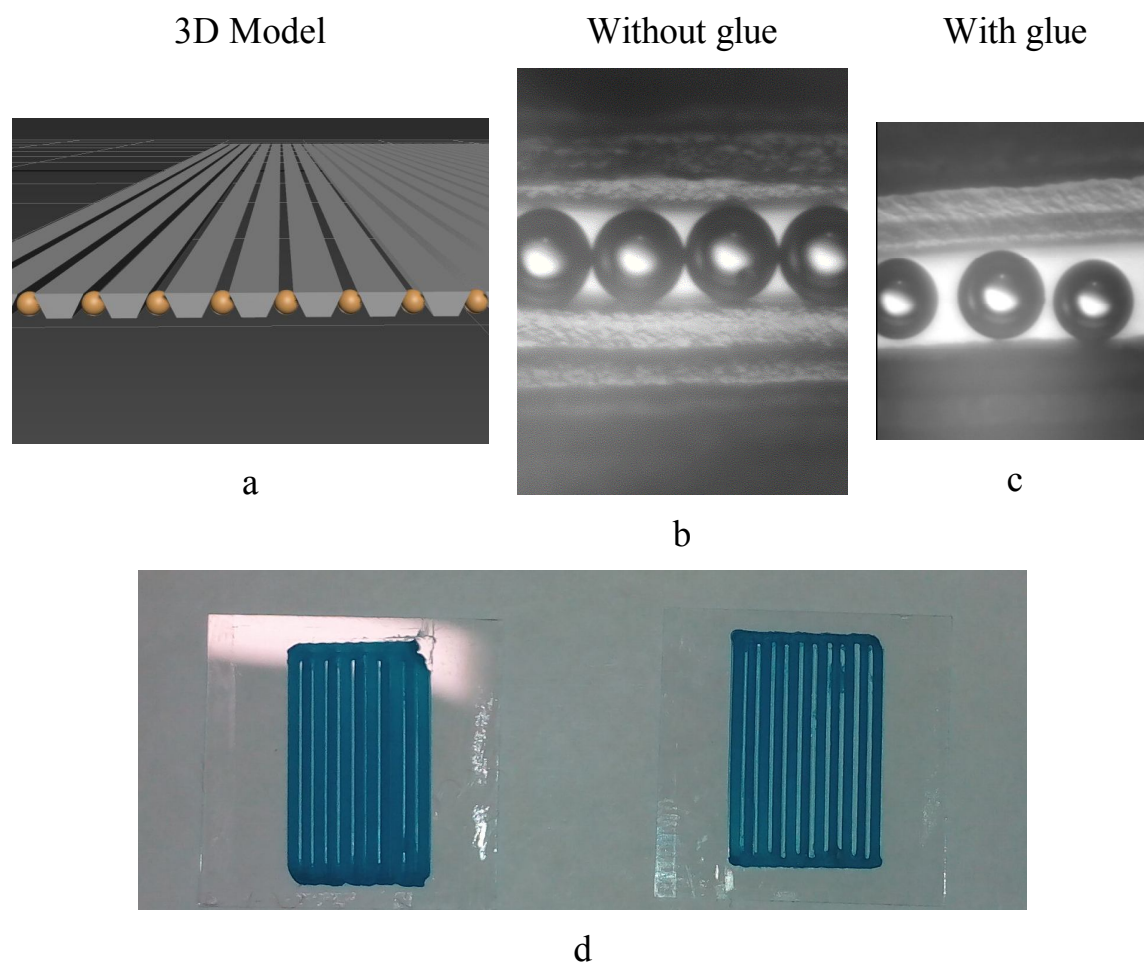


Fig. 2. Microsensors array overview: (a) 3D model of array, (b) photo of an array constructed without using thin adhesive layer, (c) photo of an array constructed with using thin adhesive layer, (d) photo of an arrays

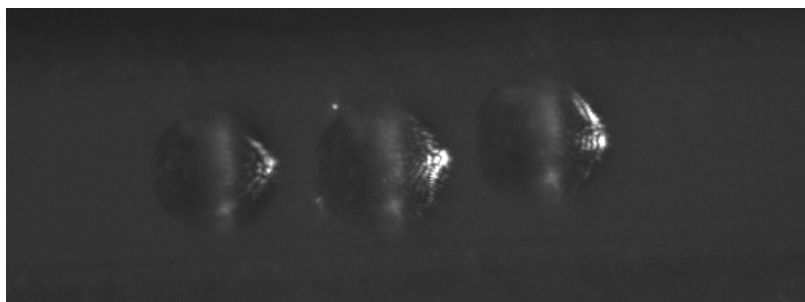


Fig. 3. Resonance in microcavity array

Laser beam was sharply focussed on the investigated microspheres to increase the contrast and intensity of the resonance scattering signal. If the wavelength of the tuneable laser corresponds to the resonance of the sphere, the power of the light scattered by the microsphere increases, and a spectral maximum indicating the WGM spectral position is recorded.

A new technique for microcavity array sensor construction used for detection and identification of drugs on the basis of spectroscopy of optical resonance of WGM has been developed. In our approach glass microspheres with diameter of around 100 μ m in bounded with polymer sensitive cells has been used to read-out biological response in high-throughput experiments. Sensitivity of different sensitive cells (rows) of array sensor can be improved or functionalized with biological agents and proteins treating or also combining resonance of WGM with plasmonic resonance nanoparticles. Developed array sensor provides simultaneous analysis of interaction of biological sample under investigation with other biological agents that have been used for sensitive cells functionalization.

1. *Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov V. A. // Journal of Applied Spectroscopy. 2010. T. 77, № 5. C. 692–699.*
2. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Schweiger G., et. al. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2011. T. 14, No. 3. P. 253–263.*
3. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Schweiger G., Ostendorf A. // Proceeding of the SPIE, 2012, V. 8424, P. 345-356.*
4. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov A. V., et. al. // Proceeding of the SPIE, 2013, V. 8801, P. 880101–880108.*
5. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov A. V., et. al. // Proceeding of the SPIE, 2014, V. 8957, pp. 89570E (11 pages), doi: 10.1117/12.2039049345-356.*
6. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov A. V., et. al. // Proceeding of the SPIE, 2014, V. 8952, pp. 895204 (10 pages), doi: 10.1117/12.2039026.*
7. *Saetchnikov V. A., Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov A. V., et. al. // Nanophotonics, Proceeding of the SPIE, 2014, V. 9126, P. 91260V (12 pages), doi:10.1117/12.2051486.*

ОЦЕНКА КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ОКСИГЕМОГЛОБИНОМ И КАРБОКИГЕМОГЛОБИНОМ

С. О. Мамилов¹, С. С. Есьман¹, М. М. Асимов², А. Гизбрехт³

¹Институт прикладных проблем физики и биофизики НАН Украины,
Киев, Украина

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

³Институт электроники Болгарской АН, София, Болгария

E-mail: MamilovSO@nas.gov.ua

В предыдущих исследованиях эффективности фотодиссоциации оксигемоглобина и карбоксигемоглобина в зависимости от длины волны действующего излучения было установлено, что спектры действия имеют максимумы в области 525, 605 и 850 нм [1]. Поэтому, исследования квантовой эффективности взаимодействия света с оксигемоглобином и карбоксигемоглобином были проведены в области максимумов в видимой (605 нм), и в ближней ИК диапозоне (850 нм). Была проведена серия экспериментов с измерением изменений ΔSaO_2 и ΔHbCO при различных мощностях действующего излучения.

В эксперименте светодиод вводился внутрь 3-волнового пульсоксиметрического датчика спереди таким образом, чтобы облучалась нижняя передняя часть первой фаланги пальца, и, при этом, прямой световой поток не попадал на поверхность фотоприемника. Измерение проводилось на пальцах умеренного курильщика со средним содержанием карбоксигемоглобина в крови от 4 до 5,5 %.

В каждом эксперименте вычислялись средние значения SaO_2 и HbCO на интервалах без облучения и при облучении. Полученные значения статистически обрабатывались с использованием соответствующего пакета программы Origin 7.5 и исчислялись погрешности значений для достоверности $P = 0,95$ с использованием таблицы Стьюдента.

Средние значения SaO_2 и HbCO без облучения для серий экспериментов с разной мощностью облучения составили для длины волны 605 нм $95,2 \pm 0,34_{\text{SD}}\%$ и $4,69 \pm 0,28_{\text{SD}}\%$ соответственно и для длины волны 850 нм $95,3 \pm 0,4_{\text{SD}}\%$ и $4,6 \pm 0,3_{\text{SD}}\%$ соответственно.

На рис. 1 приведена зависимость величины падения сатурации ΔSaO_2 и содержания карбоксигемоглобина ΔHbCO от мощности облучения с длиной волны 605 нм. На рис. 2 представлены относительные значения изменений $\Delta\text{SaO}_2/\text{SaO}_2$ и $\Delta\text{HbCO} / \text{HbCO}$.

На данной длине волны наблюдается выход кривых на насыщение в области 35 мВт. Это означает, что дальнейшее увеличение количества фотонов не приводит к увеличению числа актов фотодиссоциации моле-

кул HbO_2 и HbCO в облучаемой крови, и полученные максимальные значения $\Delta\text{SaO}_2/\text{SaO}_2$ и $\Delta\text{HbCO}/\text{HbCO}$ определяют квантовые выходы фотодиссоциации окси- и карбоксигемоглобина. То есть, для $\lambda = 605$ нм квантовый выход фотодиссоциации молекул HbO_2 можно оценить в $0,10 \pm 0,01$, а HbCO – $0,76 \pm 0,02$. На длине волны 850 нм насыщения достичь не удалось. Относительное падение сатурации $\Delta\text{SaO}_2/\text{SaO}_2$ при максимальной мощности облучения достигает 12 %, а относительное падение содержания карбоксигемоглобина – 82 %. Таким образом, можно считать, что 0,12 и 0,82 является нижними оценками значений квантового выхода фотодиссоциации окси- и карбоксигемоглобина при $\lambda = 850$ нм.

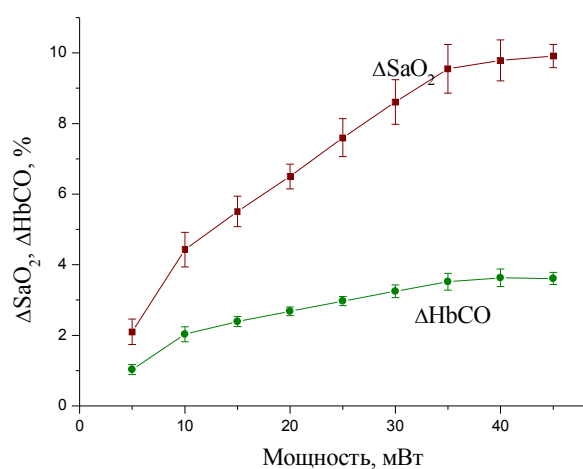


Рис. 1. Величина падения ΔSaO_2 и ΔHbCO при облучении на длине волны 605 нм в зависимости от мощности

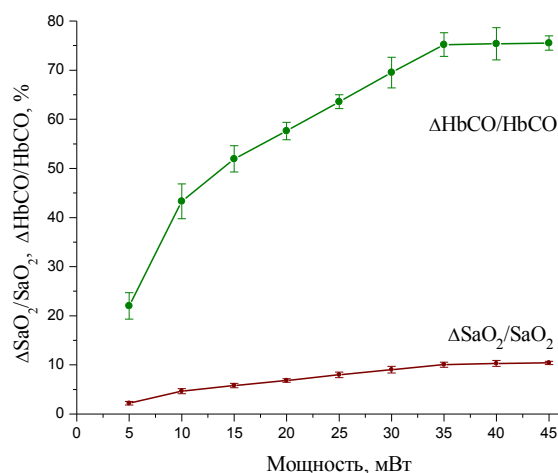


Рис. 2. Относительное падение $\Delta\text{SaO}_2/\text{SaO}_2$ и $\Delta\text{HbCO}/\text{HbCO}$ при облучении на длине волны 605 нм в зависимости от мощности

Следует отметить, что принципиальной разницей данного исследования от всех предыдущих, выполненных на растворах комплексов гемоглобина, является то, что в условиях *in vivo* за счет кровотока обеспечивается постоянное количество центров фотодиссоциации, в то время как в кюветах *in vitro* количество молекул, испытывающих фотолиз, уменьшается по экспоненциальному закону. Кроме того, за счет непрерывности облучения продукты рекомбинации лиганда с гемом подвергаются повторной фотодиссоциации. В результате мы оцениваем квантовую эффективность устойчивого процесса фотодиссоциации, что происходит в естественных условиях.

1. Мамилев С. А., Есьман С. С, Асимов М. М, и др. // ЖПС. 2014. Т. 81. № 3. С. 413–417.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ С КОМПОНЕНТАМИ ПЛАЗМЫ КРОВИ

И. И. Хлудеев², В. П. Зорин¹, М. П. Самцов²

¹ Белорусский государственный университет, Минск

² Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: ivan2khl@mail.ru

Одним из важнейших преимуществ метода фотодинамической терапии (ФДТ) при лечении злокачественных новообразований является избирательность воздействия, которая достигается в том числе благодаря селективному накоплению фотосенсибилизаторов (ФС) в ткани-мишени. В стандартной процедуре ФДТ препарат вводится в организм путем внутривенной инъекции, поэтому локализация и контрастность накопления ФС зависит от процессов транспорта в кровеносной системе. Для большинства используемых в настоящее время ФС показано, что в кровотоке данные соединения находятся в виде комплексов с различными типами белков сыворотки крови [1].

Полиметиновые красители (ПК) считаются перспективными для использования в ФДТ соединениями. Это обусловлено наличием интенсивной полосы поглощения в дальней красной области (720–750 нм), для которой глубина проникновения в биологические ткани существенно повышена. Однако большинство ПК являются гидрофобными соединениями, слабо- или нерастворимым в воде, что приводит к их агрегации в водной среде, следствием которой может являться значительное изменение их фотофизических характеристик. Образование комплексов ПК с белками сыворотки крови может влиять не только на их фармакокинетическое поведение в крови, но и на фотофизические характеристики данных соединений.

Целью данной работы является изучение связывания полиметиновых красителей с белками сыворотки крови и влияния комплексообразования на спектральные и фотохимические характеристики полиметиновых красителей в процессе фотовоздействия в условиях *in vitro*.

В работе использовали индотрикарбоцианиновые красители, синтезированные в лаборатории спектроскопии НИИПФП им. А.Н. Севченко [2] – ПК154 и его производное ПК220, полученное путем замещения двух карбоксильных групп молекулами полиэтиленгликоля с молекулярной массой 400 кДа. Стоковые растворы ПК с концентрацией 5×10^{-4} моль/л готовили в этаноле (ПК154) и в дистиллированной воде (ПК220). Для регистрации спектров поглощения и люминесценции использовали спек-

трофлуориметр СОЛАР СМ-2203. Оценку связывания ПК с компонентами сыворотки крови человека проводили с помощью метода эксклюзионной гель-хроматографии на колонках Sigma (1,5×50 см) с гелем Sephadex G-200, уравновешенным фосфатно-солевым буфером Дюльбекко pH 7,4 (ФСБ). Фотооблучение образцов проводили с использованием полупроводниковых лазеров с регулируемой (2–400 мВт) мощностью излучения ($\lambda_{\text{изл}} = 660 \text{ нм}$ и 740 нм).

Анализ фракций, полученных при гель-хроматографическом разделении образцов сыворотки, окрашенной ПК, показал, что исследуемые соединения образуют комплексы с белками сыворотки и выходят из колонки вместе с фракциями сывороточного альбумина (САЧ) и липопротеинов высокой и низкой плотности. Установлено, что относительное количество ПК154, связанного с САЧ, больше в сравнении с ПК220, значительные количества которого связываются с липопротеинами. Анализ характеристик связывания методом тушения флуоресценции показал, что расположение мест связывания на молекуле САЧ для катионных ПК отличается от мест связывания, характерных для анионных хлоринов.

По мере роста концентрации сыворотки в образце от 0 до 0,5% наблюдается сдвиг максимума полосы поглощения ПК154 от 704 нм (в ФСБ) до 730 нм. Дальнейший рост содержания сыворотки в водной среде вызывает незначительное смещение положения максимума (732 нм при $C_{\text{сыв}} = 0,95 \%$).

Следует отметить, что для получения схожего эффекта для ПК220 требуется существенно большие количества сывороточных белков. Так, при росте концентрации сыворотки в образце с 0 до 0,95% положение максимума полосы поглощения данного красителя смещается от 709 нм до 716 нм. Максимальный длинноволновой сдвиг максимума поглощения для ПК220 (до 729 нм) в водных растворах наблюдается при концентрации сыворотки $\geq 2\%$.

Сравнение скоростей фотообесцвечивания ПК в одинаковых условиях (в 0,5% растворе сыворотки крови в ФСБ pH 7,4) показало, что для ПК154 этот показатель в 2,9 раза выше в сравнении с ПК220.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии комплексообразования с белками плазмы крови на фотофизические характеристики полиметиновых красителей, что требует учета при разработке протоколов использования этих соединений в ФДТ.

1. Sharman W. M., van Lier J. E., Allen C. M. // Adv. Drug Deliv. Rev. 2004. Vol. 56. P. 53–76.
2. Samtsov M. P., Voropay E. S., Liashenka L. S. et al. // J. Appl. Spectr. 2011. No. 1. P. 110–116.

О БИОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

В. К. Кононенко, В. С. Пунтус

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: vkladik@gmail.com

Введение. В настоящее время активно используются белые светодиоды, в основе которых лежат гетероструктуры с длиной волны излучения 430–480 нм и преобразующий это свечение желтый люминофор [1, 2]. Излучение белого светодиода оказывает на человека специфическое воздействие, влияет на секрецию мелатонина и кортизола, вызывает циркадные изменения [3].

Исследования [4, 5] позволили определить специальную функцию спектральной чувствительности фоторецепторов глаза (дополнительно к палочкам и колбочкам) с активным спектром ($\lambda \approx 460$ нм). Активное излучение оказывает то или иное фотохимическое или биохимическое воздействие на глаз человека. Новый тип светочувствительных клеток сетчатки ответственен за регуляцию циркадной (суточной) ритмики жизнедеятельности организма человека («сон-бодрствование»). Циркадные ритмы, протекающие в 24-часовой период, синхронизируются с естественной световой динамикой окружающей среды («день-ночь»).

В настоящей работе рассмотрены спектральные характеристики голубых и белых светодиодов, сделаны оценки светоотдачи используемых люминофоров. Анализ спектров излучения выполнен в рамках модели без правила отбора для нитридных соединений в системе GaN-AlGaIn и GaInN-GaN. Оценки коэффициента биологического действия излучения выполнены при уровне нормировки спектров светодиодов 100 лм и установлено изменение циркадной эффективности излучателей в зависимости от интенсивности гетероструктур и люминофоров.

Спектральные характеристики светодиодов. Коэффициент биологического действия излучателя определяется спектральной циркадной эффективностью $B(\lambda)$ излучения и спектральной чувствительностью глаза для дневного зрения – кривой видности $V(\lambda)$. Величина $B(\lambda)$ учитывает долю излучения, обеспечивающего визуальные (зрительные) функции и оказывающего биологическое действие [6, 7].

Функция видности $V(\lambda)$, учитывающая чувствительность человеческого глаза, имеет стандартный вид:

$$V_1(\lambda) = \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\sigma_1}\right)^2\right), \quad V_2(\lambda) = \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\sigma_2}\right)^2\right), \quad (1)$$

где $\lambda_0 = 555$ нм, $\sigma_1 = 54.3$ нм, $\sigma_2 = 66.3$ нм. Суммарный спектр видности $V(\lambda)$ равен $V(\lambda) = V_1(\lambda) + V_2(\lambda)$. Максимум видности составляет 683 лм/Вт.

Функция $B(\lambda)$ учитывает результаты биологического воздействия синего света, приводящего к подавлению секреции мелатонина. Здесь используется представление [8] с учетом функций спектральной чувствительности рецепторов сетчатки. Функция $B(\lambda)$ имеет вид

$$B_1(\lambda) = \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_{10}}{\sigma_{1b}}\right)^2\right), \quad B_2(\lambda) = 0.34 \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_{20}}{\sigma_{2b}}\right)^2\right), \quad (2)$$

где $\lambda_{10} = 445$ нм, $\sigma_{1b} = 44$ нм, $\lambda_{20} = 513$ нм, $\sigma_{2b} = 33$ нм. Суммарный спектр функции $B(\lambda)$ равен $B(\lambda) = B_1(\lambda) + B_2(\lambda)$.

Для оценки влияния излучения светодиодов на секрецию мелатонина нормируем спектральное распределение интенсивности излучения светодиодов и рассчитаем соответствующий биологический эквивалент. Нормировка спектра излучения определяется из интеграла перекрытия спектральной интенсивности излучения светодиодов $S(\lambda)$ и кривой видности $V(\lambda)$: $S_0 = 683 \int S(\lambda) V(\lambda) d\lambda$. Нормировочное значение S_0 берется обычно 100 лм (за эталон принимается лампа накаливания с цветовой температурой $T_c = 2800$ К).

Биологический эквивалент излучения светодиода рассчитывается из интеграла перекрытия нормировочного спектра $S(\lambda)$ и функции $B(\lambda)$: $b_{eq} = \int B(\lambda) S(\lambda) d\lambda$. Спектральный максимум функции $B(\lambda)$ соответствует длине волны $\lambda \approx 464$ нм, значение функции нормировано на единицу. Высокие значения функции $B(\lambda)$ лежат в сине-голубой области спектра светодиодов, что перекрывается с излучением гетероструктур светодиодов. Для эталона (100 %) величина b_{eq} составляет $b_0 = 0.0324$ [7].

Иногда для оценки биологической активности излучения источников вводится относительный коэффициент циркадной эффективности, методика определения которого предложена в ТУ Ильменау [9] и основана на данных фотометрических измерений [10, 11]. В этом случае, очевидно, оценки применения источников по актиничному фактору зависят от нормировки спектрального состава излучения.

Биологическая эффективность излучения светодиодов. При нормировке на 100 лм учтем два участка спектра: излучение гетероструктуры $\alpha S(\lambda)$ и полосу свечения люминофора $\beta s(\lambda)$. Тогда имеем

$$S_0 = \alpha 683 \int S(\lambda) V(\lambda) d\lambda + \beta 683 \int s(\lambda) V(\lambda) d\lambda. \quad (3)$$

Здесь $S(\lambda)$ и $s(\lambda)$ – единичные (нормированные, относительные) интенсивности спектров. Коэффициенты α и β учитывают соотношение ин-

тенсивностей гетероструктуры и свечения люминофора и характеризуют возбуждение светодиода. Структура и конфигурация светодиодов определяют их эффективность и работоспособность [12]. Спектры гетероструктур и люминофоров зависят от состава квантовых ям [13, 14] и согласования спектров возбуждения [1, 2].

Обозначим $\int S(\lambda)d\lambda = A_1$, $\int s(\lambda)d\lambda = A_2$ и $683\int S(\lambda)V(\lambda)d\lambda = D_1$, $683\int s(\lambda)V(\lambda)d\lambda = D_2$. Пределы интегрирования охватывают спектральные интервалы перекрытия спектров гетероструктур $S(\lambda)$, люминофоров $s(\lambda)$ и видности $V(\lambda)$ соответственно. Таким образом, имеем соотношение $S_0 = \alpha D_1 + \beta D_2$ и эффективность светодиода η (лм/Вт) равна

$$\eta = (\alpha D_1 + \beta D_2) / (\alpha A_1 + \beta A_2). \quad (4)$$

Для расчета биологического эквивалента зададим $\int B(\lambda)S(\lambda)d\lambda = F_1$, $\int B(\lambda)s(\lambda)d\lambda = F_2$. Тогда (относительно b_0)

$$b_{eq} = (\alpha \int B(\lambda)S(\lambda)d\lambda + \beta \int B(\lambda)s(\lambda)d\lambda) / b_0 = (\alpha F_1 + \beta F_2) / b_0. \quad (5)$$

Если излучение гетероструктуры на фоне люминофора не существенно, то $\alpha \approx 0$ и формулы упрощаются для эффективности и биологического эквивалента: $\eta = D_2 / A_2$, $b_{eq} = \beta F_2 / b_0$. При этом из нормировки $S_0 = 100$ лм следует, что $\beta = 100 / D_2$. Иначе

$$\eta = \frac{683 \int s(\lambda)V(\lambda)d\lambda}{\int s(\lambda)d\lambda}, \quad b_{eq} = \eta \left(\frac{100}{683} \right)^2 \frac{\left(\int B(\lambda)s(\lambda)d\lambda \right) \left(\int s(\lambda)d\lambda \right)}{b_0 \left(\int s(\lambda)V(\lambda)d\lambda \right)^2}. \quad (6)$$

Наоборот, если свечение люминофора мало и наиболее заметно излучение гетероструктуры, то $\beta \approx 0$ и формулы для эффективности и биологического эквивалента принимают вид: $\eta = D_1 / A_1$, $b_{eq} = \alpha F_1 / b_0$. Из нормировки $S_0 = 100$ лм имеем $\alpha = 100 / D_1$. Наиболее опасное голубое излучение гетероструктуры можно отсеять с помощью фильтров.

Далее, введем коэффициент, учитывающий соотношение интенсивностей люминофора и гетероструктуры: $\gamma(\alpha, \beta) = 100 / D_2 (\beta + \alpha D_1 / D_2)$. Отсюда находим $\eta = 100 / \gamma(\alpha, \beta) (\beta A_2 + \alpha A_1)$ и биологический эквивалент $b_{eq} = (\alpha F_1 + \beta F_2) / b_0$.

В частном случае $\alpha = \beta$ имеем $\gamma(\alpha, \alpha) = 100 / \alpha (D_2 + D_1)$, или $\alpha = 100 / (D_1 + D_2)$. Тогда находим $\eta = (D_2 + D_1) / (A_2 + A_1)$, а биологический эквивалент равен $b_{eq} = 100(F_1 + F_2) / b_0(D_1 + D_2) = 100\eta(F_1 + F_2)(A_1 + A_2) / b_0(D_1 + D_2)^2$.

Оценки светоотдачи η светодиодов и их биологической активности b_{eq} приведены на рис. 1 и в табл. 1 и 2. Предельные значения эффективности наиболее часто используемых люминофоров белых светодиодов

указаны в табл. 1. Изменение биологической активности b_{eq} белых светодиодов с учетом интенсивности гетероструктур разного состава при наличии желтого люминофора YAG: Ce^{3+} приведено в табл. 2. Как видно, биологическая активность белых светодиодов задается интенсивностью и спектральным диапазоном гетероструктуры. Это определяет циркадный эффект применения источника – его мелатониновый фактор.

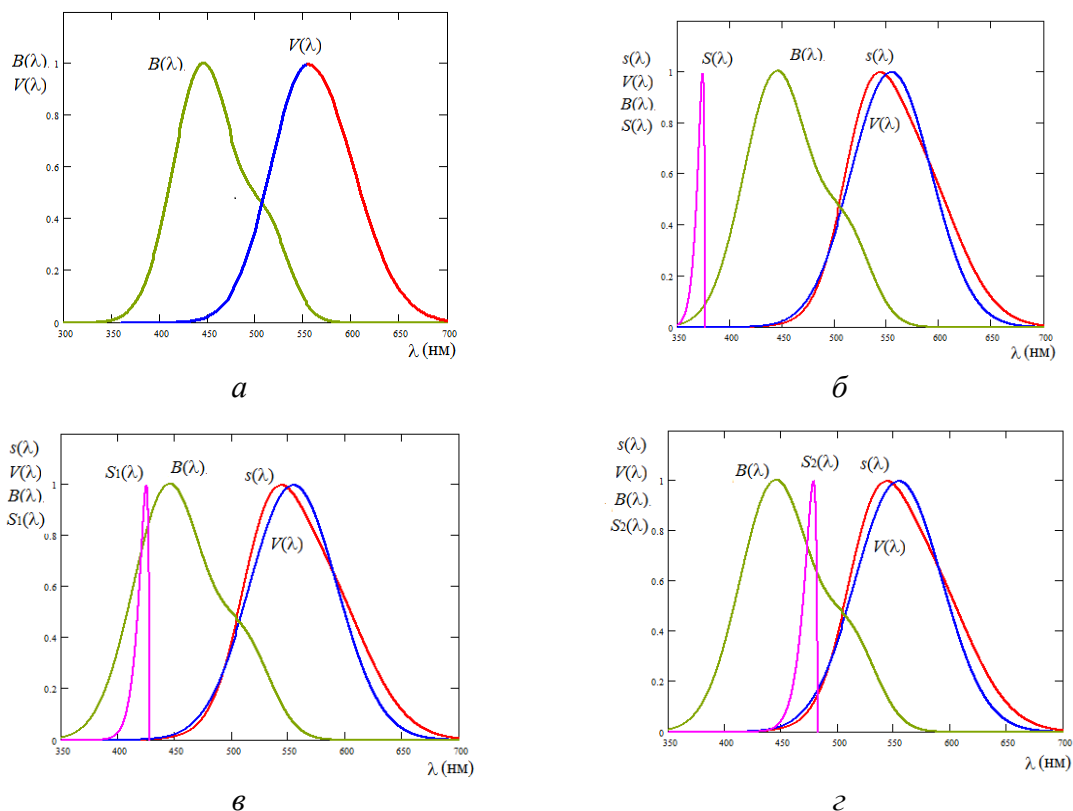


Рис. 1. Функции $V(\lambda)$ и $B(\lambda)$ (а), спектры излучения гетероструктур $S(\lambda)$ и желтого люминофора $s(\lambda)$ (б, в, г)

Таблица 1.
Спектральные характеристики белых светодиодов с люминофорами, $T = 300$ К

Люминофор, цвет	Полоса испускания, λ (нм)	Спектр возбуждения, λ_{max} (нм)	Предельная эффективность, η (лм/Вт)	Биологическая активность, b_{eq} (%)
YAG: Ce^{3+} , yellow	500-620	342; 460	486	102*
β -sialon: Eu^{2+} , green (3)	535	303; 405; 450	532	144**
CaAlSiN ₃ : Ce^{3+} , yellow (1)	570	259; 313; 370; 421; 483	382	42*
Ca- α -sialon: Eu^{2+} , yellow-orange (2)	580	300; 392; 444; 487	469	51*
Sr ₂ Si ₅ N ₈ : Eu^{2+} , red (4)	640	450	211	13*

Таблица 2.

Спектральные характеристики белых светодиодов с желтым люминофором

Гетероструктура, спектр излучения	λ (нм)	$h\nu$ (эВ)	Световая отдача структуры, η (лм/Вт)	Биологическая активность, b_{eq} (%)
GaN-Al _{0.2} Ga _{0.8} N, ультрафиолетовый	376	3.30	7.5×10^{-3}	$2.4 \times 10^{6***}$ (105*)
Ga _{0.9} In _{0.1} N-GaN, фиолетовый	428	2.90	1.6	$1.4 \times 10^{5***}$ (152**)
Ga _{0.8} In _{0.2} N-GaN, голубой	483	2.57	71	$3.3 \times 10^{3***}$ (165**)

Закключение. Проведенные оценки биологической активности светодиодов относятся к потенциальной угрозе с точки зрения мелатонинового фактора. Из-за слабого перекрытия кривой функции $B(\lambda)$ со спектром излучения люминофоров биологическая активность светодиодов получается обычно низкой (оценка применения - * безопасно). Однако из-за излучения ультрафиолетовой и фиолетовой гетероструктур биологическая активность светодиодов при нормировке 100 лм получается достаточно высокой (оценки применения: ** нежелательно и *** опасно).

1. Xie R.-J., Li Y.Q., Hirotsaki N., Yamamoto H. Nitride Phosphors and Solid-State Lighting. N.Y., 2011. 329 p.
2. Led Lighting: Technology and Perception / Eds. Khanh T. Q., Bodrogi P., Vinh Q. T., Winkler H. Weinheim, 2014. 493 p.
3. Закгейм А. Л. // Светотехника. 2012. № 6. С. 12–21.
4. Brainard G. C., Hanifin J. P., Greeson J. M. et al. // J. Neurosci. 2001. Vol. 21, No. 16. P. 6405-6412.
5. Thapan K., Arendt J., Skene J. D. // J. Physiol. 2001. Vol. 535, No. 1. P. 261-267.
6. Аладов А. В., Закгейм А. Л., Мизеров М. Н., Черняков А. Е. // Светотехника. 2012. № 3. С. 7–10.
7. Бижак Г., Кобав М. Б. // Светотехника. 2012. № 3. С. 11-16.
8. Леонидов А. В. // Светотехника. 2011. № 3. С. 69-70.
9. Gall D, Bieske K. // CIE Sympos.'04 "Light and Health". Vienna, 2004. P. 129-132.
10. Lang D. // Proc. SPIE. 2012. Vol. 8278. P. 827803-1-827803-10.
11. Žukauskas A., Vaitiekaitis R., Vitta P. // Appl. Opt. 2012. Vol. 51, No. 35. P. 8423-8432.
12. Zakgeim A. L., Chernyakov A. E., Vaskou A. S. et al. // Proc. 14th Int. Conf. on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, EuroSimE 2013. Wroclaw, 2013. P. 1/7–7/7.
13. Koponen V. K. // Сб. докл. Междунар. науч. конф. ФТТ-2007. Т. 2. Минск, 2007. С. 42–46.
14. Koponen V. K. // XII Междунар. симпоз. "Нанопизика и наноэлектроника". Т. 2. Н. Новгород, 2008. С. 485–486.

РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ В ОБЛАСТЯХ БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ТОЧЕК ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А. М. Лисенкова, Т. А. Железнякова, Н. М. Орёл

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lisenkova@bsu.by

В настоящее время интенсивно внедряются инновационные технологии лазерной диагностики и лечения. Разрабатываются методики и создается аппаратура для эффективного воздействия на различные органы и биоткани. Проведенные нами ранее экспериментальные исследования показали, что воздействие низкоинтенсивным лазерным излучением (НИЛИ) на область биологически активных точек (БАТ) при введении некоторых лекарственных средств увеличивает эффективность их действия [1–3].

Для дальнейшего развития лазерной диагностики и терапии информативным является предварительное моделирование процессов распространения НИЛИ в области БАТ. Для моделирования области БАТ нами была предложена структура, состоящая из трёх плоскопараллельных слоёв: эпидермиса (0,05–1,5 мм), дермы (0,03–3 мм) и сплетения из волокон коллагена и кровеносных сосудов (2 крупных с диаметром 0,5 мм и 10 мелких с диаметром 0,25 мм). Коэффициенты оптического поглощения и рассеяния для БАТ рассчитывались на основании значений этих коэффициентов для коллагена и крови, найденных в литературных источниках. Получены графики значений освещенности и глубины распространения лазерного излучения красного и ИК диапазона терапевтической мощности в областях БАТ при различной их локализации на теле человека.

Результаты моделирования прохождения непрерывного лазерного излучения терапевтической мощности $25\text{--}100\text{ мВт/см}^2$, с радиусом пучка на поверхности кожи до 1 мм, с длиной волны красного и ближнего ИК диапазона показали, что для БАТ, расположенных в дерме на глубине до 2 мм, эффективным является использование НИЛИ с длиной волны 650–800 нм, что подтвердили экспериментальные исследования на крысах.

1. Орёл Н. М., Лисенкова А. М., Железнякова Т. А., Кобак И. А. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2014. № 2. С. 33–39.
2. Орёл Н. М., Лисенкова А. М., Пышко Е. С., Тюркина Е. П. // Медэлектроника-2012: Труды Междунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУИР, 2012. С. 27–29.
3. Лисенкова А. М., Железнякова Т. А., Кобак И. А., Орёл Н. М. // Квантовая электроника: Матер. 9-й Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2013. С. 276–277.

НОВЫЙ ЛАЗЕРНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ФЛУОРОФОРОВ В МОДЕЛЬНЫХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

И. В. Станишевский¹, В. А. Чернявский¹, С. М. Арабей¹, К. Н. Соловьев²

¹Белорусский государственный аграрный технический университет,
Минск

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: ivanstanisheuski@mail.ru

Работа посвящена новому методу обнаружения и характеристики флуоресцирующих органических соединений, имеющих заселяемое низкоэнергетическое метастабильное (триплетное T_1) состояние. Метод основан на эффекте, суть которого состоит в том, что при облучении растворов фотостойких флуорофоров различными классами органических соединений световыми импульсами специфического профиля (прямоугольно-ступенчатой формы) и определенной длительности, флуоресцентный отклик отличается по форме от возбуждающих импульсов [1, 2]. Наблюдаемое динамическое уменьшение (фейдинг) [3] и возрастание интенсивности (антифейдинг) [1, 2] флуоресценции обусловлено заселением и распадом состояния T_1 (рис. 1). При обработке результатов используются сведения, полученные с помощью компьютерного моделирования кинетики фотофизических процессов. Достаточно уникальная форма кинетики фейдинга и антифейдинга флуоресценции исследуемого соединения в дополнение с её спектральной селекцией является надежным критерием его обнаружения или идентификации в исследуемой пробе.

Экспериментальная установка описана в [2].

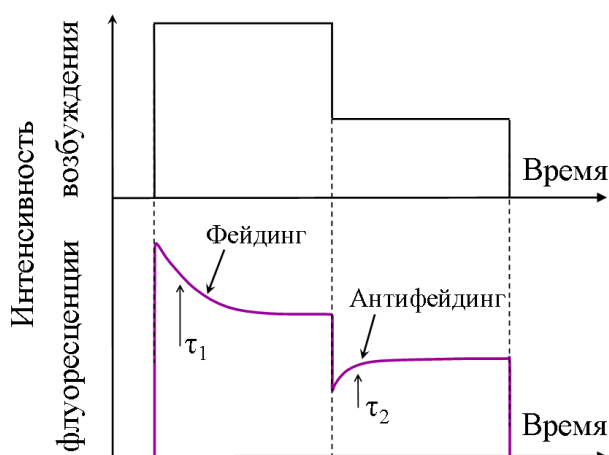


Рис. 1. Схематическое представление интенсивности лазерного двухступенчатого импульса и кинетик фейдинга и антифейдинга флуоресценции

Кинетика флуоресценции третбутилзамещенного цинкового комплекса тетрабензопорфина ($\text{Zn}-(t\text{Bu})_4\text{ТБП}$) при двухступенчатом лазерном возбуждении показана на рис. 2, а. Результаты вычисления распределения амплитуд [4] характеристических времен фейдинга и антифейдинга изображены на рисунках 2, б и 2, в. Максимумы полос характеристических времен коррелируют с временем жизни состояния T_1 порфирина, точность определения которого зависит от гладкости исходных кривых.

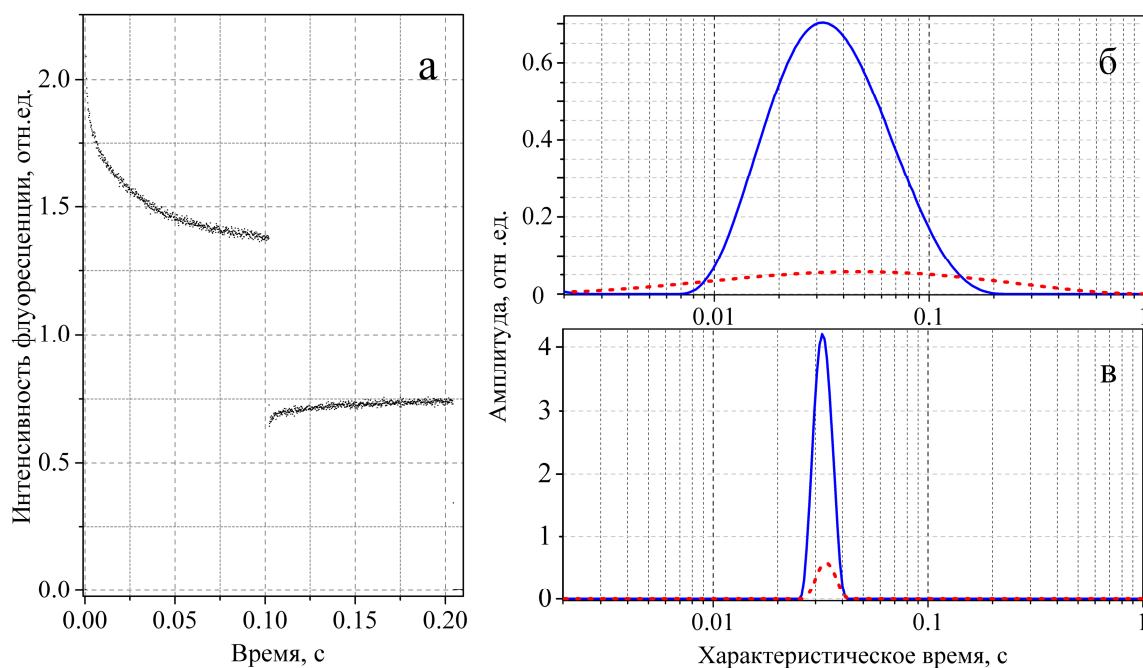


Рис. 2. (а) Кинетика фейдинга и антифейдинга флуоресценции $\text{Zn}-(t\text{Bu})_4\text{ТБП}$ в ПВБ при 77 К при фотовозбуждении прямоугольно-ступенчатыми импульсами; (б) распределение амплитуд характеристических времен фейдинга (сплошная кривая) и антифейдинга (пунктирная кривая) для кривых (2а); (в) аналогичные распределения при устранении шума кривых (2а) вейвлет-фильтром Добеши

Описанный люминесцентный метод может стать эффективным спектроскопическим методом обнаружения органических флуорофоров в модельных и биологических системах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (договор №Ф13-024).

1. Станишевский И. В., Соловьев К. Н., Арабей С. М., Чернявский В. А. // Сб. трудов IV Конгресса физиков Беларуси. Мн: Ковчег. 2013. С. 216–217.
2. Станишевский И. В., Соловьев К. Н., Арабей С. М., Чернявский В. А. // ЖПС. 2013. Т. 80, № 3. С. 368–372.
3. Avarmaa R. // Mol. Phys. 1979. Vol. 37, No. 2. P. 441–454.
4. Provencher S. W. // Comp. Phys. Comm. 1982. Vol. 27, No. 3. P. 229–242.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ КРОВОТОКА В СОСУДАХ БУЛЬБАРНОЙ КОНЬЮНКТИВЫ ГЛАЗА

В. А. Фираго¹, А. И. Кубарко², И. А. Волкова¹, О. Хотра³

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный медицинский университет, Минск,
Беларусь

³Люблинский технологический университет, Люблин, Польша
E-mail: firago@bsu.by

Ранняя диагностика сосудистых заболеваний осуществляется на основе результатов различных методов исследования состояния сосудов, гемодинамики и функции органов и тканей [1]. Сосуды глаза наиболее доступны для непосредственного наблюдения и оценки их состояния. Поэтому широко используются фундус-камеры для получения цветных цифровых изображений сетчатки глаза. Но они позволяют получать лишь однократные изображения, поскольку дно глаза подсвечивается одним мощным световым импульсом белого цвета. После его воздействия зрачок в течение 200 мс сужается, что препятствует получению следующих изображений. Получение видеозаписей сосудов и оценка скорости движения форменных элементов крови в капиллярах сетчатки пока возможны только на уникальном дорогостоящем лабораторном оборудовании.

Важнейшими параметрами, характеризующими микроциркуляцию крови в малых сосудах, являются объемная и линейная скорости кровотока. Существующие методы лазерной доплеровской флоуметрии дают интегральное по рассеивающему объему распределение проекции скоростей. Это не позволяет оценить скорость кровотока v_b в конкретных сосудах и капиллярах. Предлагаемые же способы лазерного измерения v_b в капиллярах и тонких сосудах [2, 3] сложны в реализации и не находят применения в клинической практике.

В работе [4] приводятся описание установки и способа определения скорости кровотока в сосудах бульбарной конъюнктивы глаза. В ней используется дорогостоящая высокоскоростная видеокамера (250 кадров/с). Получаемые кадры записываются на жесткий диск компьютера. Поскольку глаз непрерывно движется, используется стабилизация положения получаемых изображений на основе способа SURF [5]. Далее с помощью морфологических операций выделяются сосуды. Потом выбирается нужный сегмент сосудистой сети и определяется скорость кровотока по смещению форменных элементов крови за n кадров. Недостаток такого подхода – большой объем получаемых данных, которые приходится обрабатывать при определении v_b .

В докладе рассматриваются методика получения цифровых изображений бульбарной конъюнктивы глаза при использовании ее импульсной подсветки [6], что позволяет в десятки раз снизить объем записываемых и обрабатываемых данных.

Подвод излучения, подсвечивающего склеру, целесообразно осуществлять с помощью оптоволоконной техники и фокусирующего объектива. Этот объектив лучше размещать сбоку видеокамеры, чтобы не возникало теней от ресниц при подсветке сверху или снизу камеры. Современные мощные светодиоды обеспечивают достаточно большие потоки излучения, которые можно ввести в оптоволокно с диаметром световода 1 мм.

Рисунок сосудистой сети формируется за счет более сильного поглощения эритроцитами светового излучения в диапазоне 525–600 нм по сравнению с окружающей тканью. Стенки сосудов имеют коэффициент преломления n_v , который приблизительно совпадает с коэффициентом преломления окружающих тканей n_r . Поэтому на получаемых цифровых изображениях (рис. 1) стенки сосудов не видны. Для получения изображений эритроцитов, которые имеют малые размеры (диаметр диска эритроцита примерно 8 мкм), необходимо использовать цифровую видеокамеру с объективом от микроскопа. Фокусное расстояние этого объектива определяется необходимым увеличением и требуемой глубиной резкости получаемого изображения. Диаметр области изображения с хорошей резкостью при использовании объектива с фокусным расстоянием 40 мм ограничивается выпуклостью поверхности склеры глаза и составляет около 2 мм. Поэтому в последующих исследованиях необходимо предусмотреть возможность автофокусировки изображения с двумя зонами (центральной и периферийной) его резкости, что потребует использования управляемого объектива.

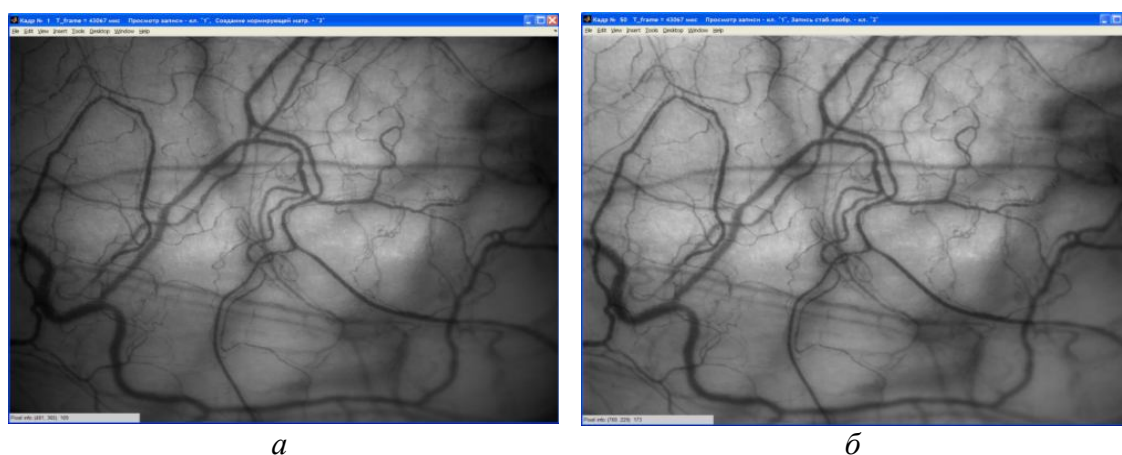


Рис. 1. Исходное изображение сосудов бульбарной конъюнктивы (*a*) с разрешением 2 мкм и его вид после деления на нормирующую матрицу (*б*) при использовании импульсной подсветки светодиодом белого цвета свечения

Модуляцию интенсивности подсветки склеры наиболее просто осуществлять при использовании светодиодов. Управление яркостью их излучения осуществляется пропусканием через них импульсов тока с необходимыми амплитудой, длительностью и скважностью. Длительность световых импульсов подсветки для получения резких изображений сосудистого рисунка бульбарной конъюнктивы должна составлять не более 2–3 мс. Тогда при разрешении системы видеосъемки 2 мкм смещение поверхности глаза, а также форменных элементов крови в сосудах не будут превышать 1 мкм. При этом для накопления в фоточувствительных элементах матрицы видеокамеры за время экспозиции достаточного количества фотогенерированных зарядов, необходима высокая средняя освещенность поверхности бульбарной конъюнктивы, близкая к ее освещенности днем на открытой местности. При записи видеоизображений сосудов в обычных условиях лаборатории, такая освещенность воспринимается пациентом, как очень яркая. Поэтому при наводке необходимо следить за положением пятна подсветки, чтобы излучение не попадало в зрачок и пациент не ощущал дискомфорта.

Для снижения влияния саккадических движений глаз пациент должен фиксировать взгляд во время видеозаписи на одной яркой точке, в качестве которой служит маломощный светодиод красного цвета. Его располагают на расстоянии около 2–3 м от пациента. Ось диаграммы направленности излучения светодиода направляют на пациента.

Формируемое с помощью оптоволоконной техники и фокусирующего объектива пятно подсветки имеет неоднородную освещенность. Поэтому для каждой серии записей изображений сосудов ряда пациентов, необходимо записывать одно изображение поверхности диффузно рассеивающего белого образца. В дальнейшем оно с помощью специально созданной программы «Image stabilization», сглаживается медианным фильтром, нормируется на свое максимальное значение и записывается на жесткий диск компьютера как нормирующая матрица D_{norm} с максимальным значением, равным единице. При загрузке записей изображений сосудов для их анализа каждое изображение делится на эту нормирующую матрицу, что позволяет выровнять яркость этих изображений по площади кадра (рис. 1).

Поскольку даже при фиксации взгляда на одной точке глаз совершает произвольные мелкие движения (тремор) необходимо проводить стабилизацию изображения сосудов в получаемых видеозаписях. Стабилизация положения сосудов осуществляется по глобальному минимуму среднеквадратического отклонения разности яркостей первого и k -го изображений при смещении последнего по координатам x , y . Применяе-

мый метод стабилизации позволяет определять вектор смещения k -го изображения с дискретностью 0,1 пикселя, т. е. 0,2 мкм.

Определение объемной скорости кровотока является сложной задачей, требующей измерения линейной скорости тока крови и внутреннего просвета сосудов. На данном этапе созданное программное обеспечение позволяет определять только линейные скорости движения форменных элементов крови в поверхностных сосудах бульбарной конъюнктивы глаза. Например, линейная скорость движения форменных элементов крови на рис. 2, составила для первого фрагмента 0.23 мм/с, а для второго 0.2 мм/с.

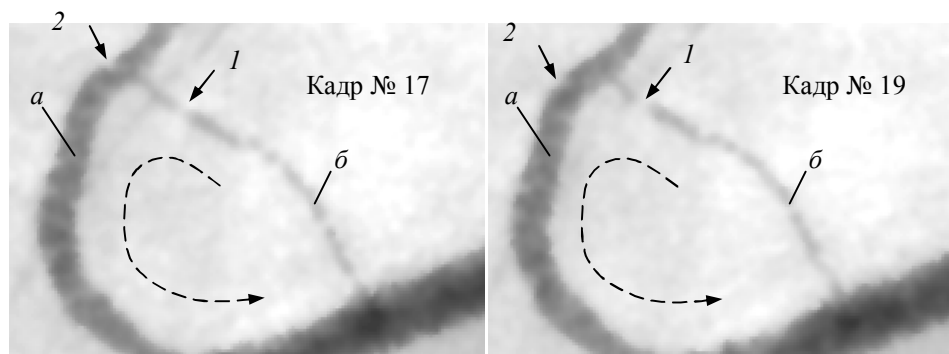


Рис. 2. Фрагменты изображения вены (а) и капилляра (б), полученные при подсветке склеры светодионом с зеленым цветом свечения в 17 и 19-ом кадрах ($\Delta t = 86.134$ мс) записи с именем 1PLekg_IDG

В дальнейших работах предполагается создать программное обеспечение для определения карты распределения линейной и объемной скоростей кровотока в помеченных исследователем участках сосудов.

1. Hotra O., Firago V., Kubarko A. // Acta Physica Polonica A. 2014, V. 125, No. 6. P. 1367–1370.
2. Fedosov I. V., Galanzha, E. L., Solov'eva A. V., et. al. // Proc. SPIE. 2002. V. 4707. P. 206–209.
3. Fedosov I. V., Galanzha V. A., Tuchin V. V. // Proc. SPIE. 2001. V. 4427. P. 104–108.
4. Li J, Zhang X. // 2012 4th International Conference on Bioinformatics and Biomedical Technology IPCBEE. V. 29 (2012).
5. Bay H., Tuytelaars T., Gool L. // Proceedings of the 9th European Conference on Computer Vision, Springer LNCS. 2006. V. 3951, part 1, P. 404–417.
6. Firago V., Kubarko A., Hotra A., Volkova I. // New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation: proceedings of the 9th International Conference NEET 2015, June 23 – 26, 2015 in Zakopane (Poland), P. 110.

КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ БУЛЬБАРНОЙ КОНЬЮНКТИВЫ ГЛАЗА И СПЕКТРОВ ЕЕ ДИФFUЗНОГО РАССЕЙЯНИЯ

В. А. Фираго¹, А. И. Кубарко², С. А. Лысенко¹,
И. А. Волкова¹, А. Н. Собчук³

¹Белорусский государственный университет, Минск

²Белорусский государственный медицинский университет, Минск

³Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: firago@bsu.by

Решение проблемы ранней диагностики сосудистых заболеваний требует использования разнообразных диагностических методов [1]. Поскольку сосуды глаза доступны для непосредственного наблюдения, ряд корпораций выпускают дорогостоящие фундус-камеры для получения цифровых изображений сетчатки глаза. Обработывая эти изображения можно оценить ее состояние и определить ряд морфологических параметров сосудистой сети сетчатки [2]. Однако фундус-камеры не позволяют определять скорость кровотока, а также оценивать ряд сопутствующих параметров (например, насыщенность гемоглобина кислородом) и их изменения при различных внешних воздействиях на организм человека.

Сосуды бульбарной конъюнктивы (белковой оболочки) глаза более доступны для получения видеозаписей, а также спектров их диффузного рассеяния. Поэтому на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белорусского государственного университета совместно со специалистами Белорусского государственного медицинского университета создан соответствующий компьютерный комплекс [3]. Он состоит из двух персональных компьютеров, высокочувствительного оптоволоконного спектрофотометра AvaSpec-2048, монохромной цифровой видеокамеры Imperx Bobcat IGV-B1410M и блока импульсной и непрерывной подсветки на основе светодиодной и оптоволоконной техники. Спектрофотометр и цифровая видеокамера имеют USB интерфейс, что позволяет управлять ими через соответствующее программное обеспечение. Цифровая камера, и блок импульсной подсветки с фокусирующим объективом установлены на салазках микроскопической подвижки, которая крепится на поворотном колене подвижной платформы щелевой лампы (рис. 1).

При большом увеличении микроскопического объектива камеры глубина резкости изображения оказывается небольшой. Поэтому наводка поля зрения камеры на интересующий участок сосудов конъюнктивы и фокусировка изображения сильно затруднены. Изображение на экране монитора

появляется только в узком диапазоне расстояний от объектива до конъюнктивы. Поэтому в состав установки введено дополнительное устройство для визуального наведения и грубой фокусировки. Оно основано на сведении двух пучков лазерного излучения, направленных под углом друг к другу, в одно пятно в плоскости фокуса. Используются два маломощных лазерных диода с длиной волны излучения 635 нм. Они размещаются справа и слева от объектива видеокамеры. Их излучение коллимируется с помощью малогабаритной оптики. Юстировка направления осей этих пучков осуществляется специальными винтами, которыми добиваются, чтобы они совмещались в центре поля зрения камеры в плоскости фокуса. При использовании этого устройства наведение на выбранный участок склеры и грубая фокусировка изображения сосудов осуществляется за несколько секунд. Далее, переключая тумблер, можно перейти в режим импульсной или непрерывной подсветки выбранного участка.



Рис. 1. Вид установки для получения изображений и спектров диффузного рассеяния бульбарной конъюнктивы глаз, собранной на базе щелевой лампы

Для получения хорошего контраста между изображениями белой склеры и приповерхностными сосудами конъюнктивы надо правильно выбирать спектральный диапазон подсвечивающего излучения. Ткань склеры представляет собой диффузно рассеивающую среду. Примерно половину падающего излучения она рассеивает обратно. Форменные элементы крови наоборот сильно поглощают излучение. Поэтому сосуды

поверхностного слоя конъюнктивы хорошо видны на белом фоне склеры. Как видно из зависимостей на рис. 2, максимальное поглощение крови и, следовательно, максимальный контраст сосудов будет наблюдаться при подсветке склеры излучением в диапазоне 530–580 нм. К сожалению, в этой области длин волн мощные светодиоды не выпускаются и в блоке подсветки нами использованы доступные сверхяркие светодиоды синего, зеленого, янтарного и белого цвета свечения с потребляемой мощностью до 3 Вт. Их излучение с помощью оптоволоконной техники и фокусирующего объектива освещает выбранный участок бульбарной конъюнктивы. Переключение режимов подсветки осуществляется с помощью тумблеров, расположенных под микроскопической подвижкой.

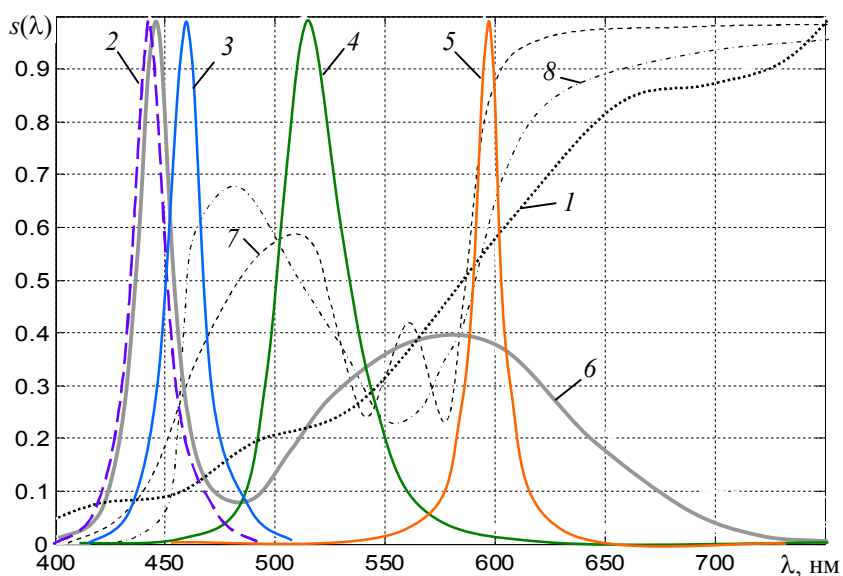


Рис. 2. Спектры излучения галогенной лампы (1) и светодиодов синего (Royal Blue) (2), голубого (Blue) (3), зеленого (Green) (4), янтарного (Amber) (5) и белого (6) цвета свечения, а также спектры пропускания капилляра диаметром 100 мкм с оксигенированной (7) и неоксигенированной (8) кровью

Монохромная камера IGV-B1410M формирует 10-ти разрядное цифровое изображение, состоящее из 1040 строк и 1392 столбцов с пространственным разрешением 2 мкм. Управление работой видеокамеры и визуализация получаемых изображений осуществляется с помощью программы Vision_sclera, созданной в среде GUI Matlab. Максимальная частота передачи кадров составляет 23.2 Гц. При формировании импульсной подсветки используется стробирующий импульс, вырабатываемый камерой. Его длительность в диапазоне от 0.125 до 3 мс задается программно.

При регистрации спектров диффузного рассеяния излучения бульбарной конъюнктивой используется оптоволоконный зонд. Излучение галогенной

лампы спектрофотометра передается по шести внешним волокнам жгута зонда и фокусируется объективом с фокусным расстоянием 40 мм на поверхности глаза в виде кольца (рис. 3). Фокусировка зондирующего излучения осуществляется винтом микронастройки, а контроль за ее правильностью ведется визуально или с помощью видеокамеры. Наблюдаемое при этом изображение показано на рис. 3. Рассеянное тканями бульбарной конъюнктивы излучение из неосвещаемой центральной области этого кольца собирается объективом и через центральное волокно жгута передается на входную щель спектрофотометра. Это позволяет фиксировать только рассеянное тканями конъюнктивы излучение без вклада отраженного от ее поверхности. Расстояние между центрами противоположных пятен кольца освещения составляет примерно 2,06 мм, что позволяет обеспечить информативный объем рассеяния с базой около 1 мм.

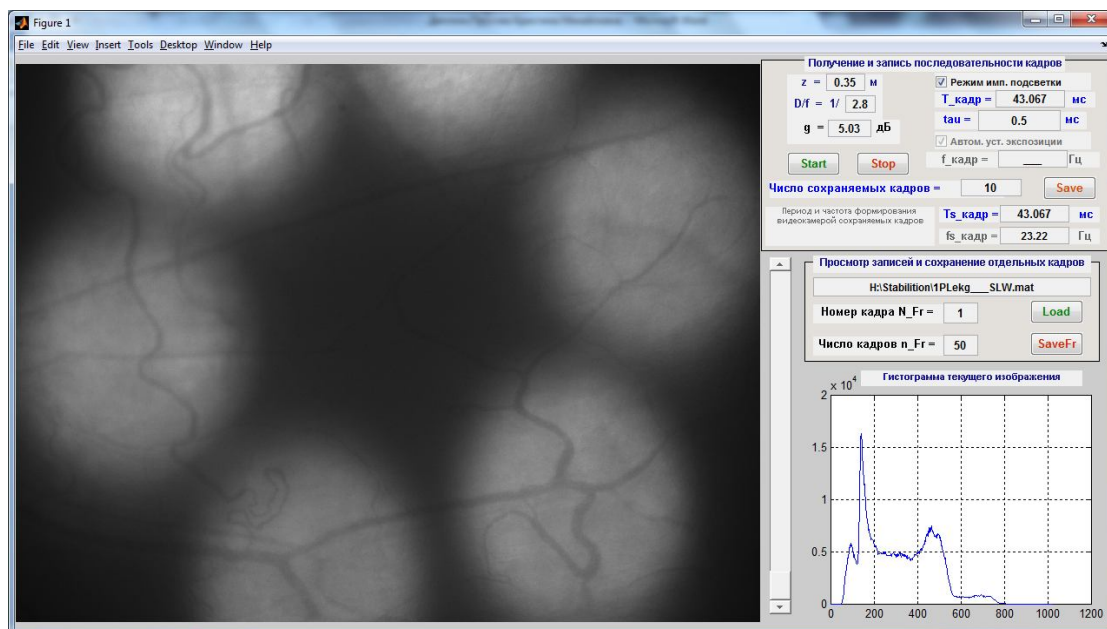


Рис. 3. Вид основного окна управляющей программы установки при получении спектров диффузного рассеяния излучения бульбарной конъюнктивной глаза

Созданный комплекс оснащен необходимым программным обеспечением для получения изображений и спектров бульбарной конъюнктивы, а также их дальнейшей обработки с целью определения скорости кровотока, диаметра сосудов и ряда других ее параметров.

1. Hotra O., Firago V., Kubarko A. // Acta Physica Polonica A. 2014. V. 125, No. 6. P. 1367–1370.
2. Ильясова Н. Ю. Системы компьютерного анализа диагностических изображений кровеносных сосудов: дис. ... д-ра техн. наук: 05.11.17 / Самара, 2014. 346 с.
3. Firago V., Kubarko A., Hotra A., Volkova I. D // New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation: proceedings of the 9th International Conference NEET 2015, June 23 - 26, 2015 in Zakopane (Poland), P. 110.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОЩАДИ ПОВЕРХНОСТИ ЭРИТРОЦИТОВ ПО ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

М. М. Кугейко, Д. А. Смунов

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kugeiko@bsu.by

Основной функцией эритроцитов является перенос кислорода от лёгких по всему организму и углекислого газа обратно в лёгкие [1]. Из этого следует, что для популяции эритроцитов очень важным параметром является средняя площадь поверхности, определить которую для нативных эритроцитов весьма трудоёмко. Модель двояковогнутого диска наилучшим образом описывает геометрию эритроцита, что подтверждается экспериментально [2]. Здесь же предложена 4-х параметрическая модель эритроцита человека

$$\rho^4 + 2S\rho^2z^2 + z^4 + P\rho^2 + Qz^2 + R = 0, \quad (1)$$

где ρ – радиус в цилиндрической системе координат ($\rho^2 = x^2 + y^2$). Параметры P , Q , R , и S связаны с геометрическими параметрами эритроцита.

Программный комплекс для расчёта оптических характеристик, разработанный в работе [3], обладает следующими достоинствами: модель эритроцита (1) уже встроена в исходный код программы, также имеется возможность учитывать особенности формы частицы для ускорения расчёта. Результатом численного моделирования является набор сечений и факторов экстинкции, рассеяния, поглощения $C/Q_{ext/sca/abc}$ и матрицы Мюллера S для каждого из углов заданного, которые могут быть использованы в матричном уравнении $I_{sca} = ASI_{in}$, которое можно записать в более подробном виде следующим образом:

$$\begin{pmatrix} I_{sca} \\ Q_{sca} \\ U_{sca} \\ V_{sca} \end{pmatrix} = \frac{\exp(-2\operatorname{Im}(k_{sca})r)}{|k_{sca}|^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{in} \\ Q_{in} \\ U_{in} \\ V_{in} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Так, зная вектор Стокса I_{sca} рассеянного излучения для отдельной частицы, рассчитывается вектор Стокса для популяции $I_{sca} = \sum I_{sca}$, с помощью которого можно рассчитать интенсивность и поляризационные характеристики рассеянного излучения. Также можно рассчитать нормиро-

ванную индикатрису рассеяния $\sigma(\Theta) = 4\pi \frac{\sum I_{sca}(\Theta)}{\sum C_{sca}}$. Расчёты производились для случая неполяризованного падающего излучения, то есть $I_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$.

В основе регрессионного подхода к решению обратных задач лежит предположение, что искомые микрофизические параметры (МФП) $\mathbf{X} = (x_i)$ могут быть найдены с помощью некоторого аналитического преобразования ОХ $\mathbf{Y} = (y_j)$, где y_j – измеряемые оптические характеристики [4]. Ниже приводятся результаты расчета с использованием метода линейных регрессий:

$$\ln(x_i) = a_0 + \sum_{j=1}^n a_j \ln(y_j), \quad (3)$$

где численные значения коэффициентов a_j определяются на основе используемой выборки методом наименьших квадратов:

$$\min \left(\sum_{k=1}^N \left[\ln(x_i) - a_{i0} - \sum_{j=1}^n a_{ij} \ln(y_j) \right] \right), \quad (4)$$

Минимальное количество слагаемых n в (3) определяется точностью аппроксимации, а максимальное дополнительными привносимыми ошибками и степенью взаимной корреляции результатов. Для выбора оптимальных измеряемых оптических параметров y_j в (4) применялся метод минимизации погрешности:

$$\min \delta x_i(\Theta_1 \dots \Theta_n) = \min \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{x_{ik}} \left| x_{ik} - \exp(a_{i0}(\Theta_1 \dots \Theta_n) - \sum_{j=1}^n a_{ij}(\Theta_1 \dots \Theta_n) \ln(y_j)) \right| \right] \quad (5)$$

где N – размер выборки, δx_i – относительная погрешность измерения S , $y_j = y(\Theta_j)$ – измеряемая под углом Θ_j оптическая характеристика, $a_{ij}(\Theta_1 \dots \Theta_n)$ – коэффициенты в (4).

В данной работе применялось, оптимальное согласно (5), следующее регрессионное уравнение:

$$\ln S = a_0 + a_1 \ln \sigma(\Theta_1) + a_2 \ln \sigma(\Theta_2) + a_3 \ln P(\Theta_3) + a_4 \ln P(\Theta_4), \quad (6)$$

где S – средняя площадь эритроцита в популяции, $\sigma(\Theta)$ – индикатриса рассеяния, $P(\Theta)$ – коэффициент линейной поляризации, Θ_{1-4} – углы, указанные в таблице 1, a_{0-4} – коэффициенты в формуле (4), указанные в таблице 2.

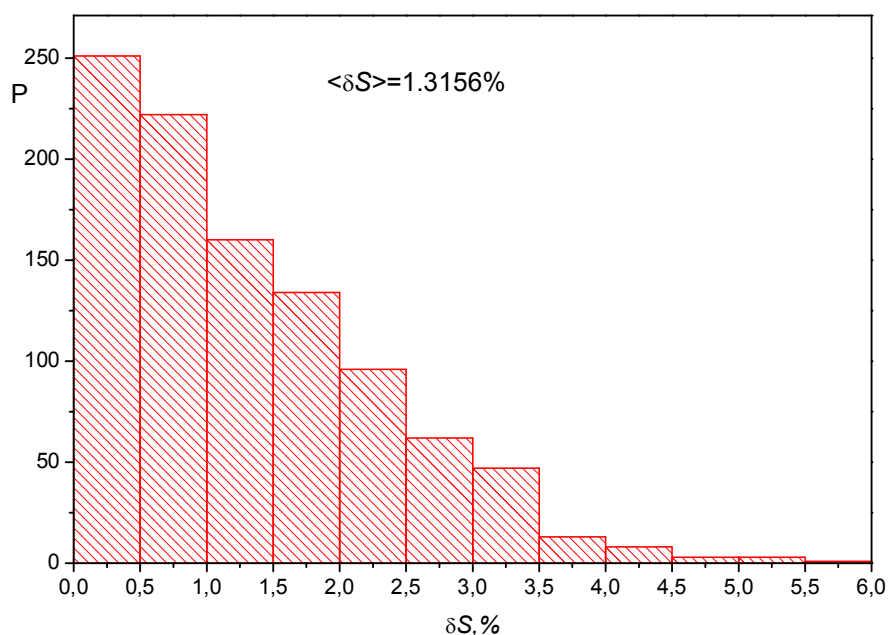
Таблица 1

Угол	Θ_1	Θ_2	Θ_3	Θ_4
Значение °	6	17	81	119

Таблица 2

Коэффициент	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
Значение	4.3895	0.1638	0.3458	-0.2353	-0.2047

На рис. 1 приведена гистограмма погрешности определения S с использованием (6), где по оси ОУ отложена частота повторяемости P ошибок $\delta S = \frac{|S - S^*|}{S}$ (число реализаций P МФП эритроцитов, для которых получены данные погрешности δS), S и S^* – соответственно заданные и рассчитанные с использованием (6).

Рис. 1. Гистограмма погрешности определения S с использованием (6)

1. Lewis S. M. et al. Dacie & Lewis Practical Haematology. Churchill Livingstone, 2001. 595 с.
2. Юркин М. А. Моделирование светорассеяния клетками крови с помощью метода дискретных диполей. Новосибирск, 2008. 231 с.
3. Smirnev D. A., Chaumet P. C., Yurkin M. A. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Vol. 156, № 0. P. 67–79.
4. Кугейко М. М., Лысенко С. А. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 4. С. 654–659.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОЩАДИ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЪЁМА ЭРИТРОЦИТОВ ПО НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯМ

М. М. Кугейко, Д. А. Смунев

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kugeiko@bsu.by

Площадь поверхности эритроцитов может быть измерена разными способами: микроскопией и интерференционной голографией, где параметры эритроцита оцениваются лаборантом или программой в автоматическом режиме; резистивной импульсной спектроскопией (модификация счётчика Культера), где параметры формы вычисляются в предположении, что эритроцит – это сплюснутый сфероид; светорассеянием сферизованными эритроцитами, где сферизация эритроцитов возможна либо с сохранением объёма, либо с сохранением площади поверхности; микропипеткой, где площадь поверхности и объём измерялись втягиванием в стеклянную микропипетку известного диаметра. Перечисленные методы обладают некоторыми недостатками, например, микроскопия, интерференционная голография и втягивание в микропипетку исследуют лишь некоторые эритроциты популяции, резистивная импульсная спектроскопия работает в предположении упрощённой формы, а метод светорассеяния сферизованными эритроцитами предполагает сложную подготовку образца. Наилучших результатов можно достичь с использованием сканирующей проточной цитометрии: метод измеряет значения параметров формы непосредственно для каждого эритроцита выборки, что даёт больше информации для диагностики. Однако для цитометра требуется тщательная подготовка проб, что делает метод достаточно длительным по времени, а большая стоимость сканирующего проточного цитометра делает его использование в экспресс-диагностике невозможным.

В работах [1–2] получены регрессионные соотношения между микрофизическими параметрами (МФП) эритроцитов и коэффициентами углового рассеяния. Оценена эффективность использования данных регрессионных соотношений для определения МФП эритроцитов. Однако данные методы не позволяют определять площадь поверхности эритроцитов.

В докладе рассматривается простой экспресс-метод определения средней площади поверхности эритроцита и объёма эритроцитов, представленных в форме двояковогнутого дискоида. Метод основан на установлении регрессионных соотношений между определяемыми параметрами и индикатрисой рассеяния $\sigma(\Theta)$.

Для восстановления МФП рассматривались измерения индикатрисы на двух углах, делающие измерительную схему довольно простой. Этому соответствовало следующее регрессионное уравнение:

$$\ln S = a_0 + a_1 \ln \sigma(\Theta_1) + a_2 \ln \sigma(\Theta_2), \quad (1)$$

где S – средняя площадь эритроцита в популяции, a_{0-2} – коэффициенты, определяемые в (1), $\sigma(\Theta)$ – индикатриса рассеяния, Θ_1, Θ_2 – углы в таблице 1.

С использованием критерия выбора наиболее эффективных углов (минимизация невязки) определены углы Θ_i и коэффициенты a_i . Данные приведены в таблице 1 и таблице 2.

Таблица 1

Углы Θ_i

угол	значение °
Θ_1	6
Θ_2	17

Таблица 2

Коэффициенты a_i

коэффициент	значение
a_0	3.6482
a_1	0.2226
a_2	-0.0709

Аналогичные расчёты были проведены и для среднего объёма, $\langle \delta V \rangle = 1.6433\%$. Углы Θ_i и коэффициенты a_i , использованные для определения среднего объёма, приведены в таблице 3 и таблице 4.

Таблица 3

Углы Θ_i

угол	значение °
Θ_1	6
Θ_2	17

Таблица 4

Коэффициенты a_i

коэффициент	значение
a_0	3.2812
a_1	0.2407
a_2	-0.0819

И для данного параметра погрешность определения составляет порядка одного процента.

1. Кугейко М. М, Смунёв Д. А. // Вестник БГУ. 2012. Vol. Физ. Мат. Инф. С. 19–23.
2. Kugeiko M. M, Smunev D. A // Optics and spectroscopy. 2012. Vol. V. 113. P. 446–450.

ИНФОРМАТИВНОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ОПРЕДЕЛЕНИИ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ЭРИТРОЦИТОВ

М. М. Кугейко, Д. А. Смунев

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: kugeiko@bsu.by

Высокой эффективности для определения микрофизических параметров (МФП) эритроцитов (параметры функции распределения по размерам; действительная часть показателя преломления n ; средний объем) можно достичь с использованием оптических методов исследования [1]. Размер и форма эритроцитов также имеют важное диагностическое значение [2]. Информация о всех отмеченных параметрах содержится в характеристиках светорассеяния, таких как коэффициенты рассеяния и поглощения, индикатриса рассеяния, поляризация и деполяризация.

Существует достаточно много подходов к моделированию единичного нативного эритроцита. Использовались модели шара [3], сплюснутого сфероида [4], шарового диска [5], поверхность вращения кривой Кассини [6] и, наконец, модель двояковогнутого дискоида [7]. Модель двояковогнутого дискоида (RBC – red blood cell) наилучшим образом описывает геометрию нативного эритроцита, что подтверждается экспериментальными данными [7].

Наиболее устойчивыми и точными методами обработки статистической измерительной информации относительно определяемых параметров являются методы с использованием множественных регрессий [8–11]. Для получения регрессий использованы формы эритроцита в виде шара [8,10] и сплюснутого сфероида [11], а также двояковогнутого дискоида [12]. Если модели шара и сплюснутого сфероида не нуждаются в пояснениях, то применение модели двояковогнутого дискоида требует пояснения (см. рис. 1). В [7] предложена 4-х параметрическая модель эритроцита человека:

$$\rho^4 + 2S\rho^2 z^2 + z^4 + P\rho^2 + Qz^2 + R = 0, \quad (1)$$

где ρ – радиус в цилиндрической системе координат ($\rho^2 = x^2 + y^2$). Параметры P , Q , R , и S связаны с геометрическими параметрами эритроцита следующим образом:

$$P = -\frac{D^2}{4} - \frac{b^2 h^2}{4D^2} + \frac{b^2 c^4}{4D^2(h^2 - b^2)}, Q = \frac{D^4 + 4D^2 P - b^4}{4b^2}, R = -\frac{D^2}{16}(D^2 + 4P), S = -\frac{c^2 + 2P}{h^2}. \quad (2)$$

Геометрический смысл параметров b , c , D и h показан на рис. 1.

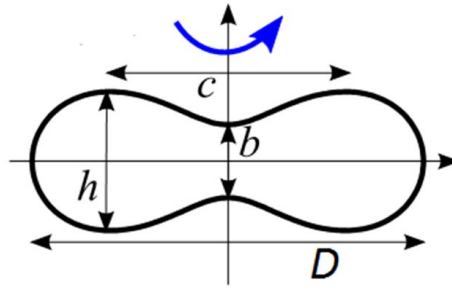


Рис. 1. Геометрический смысл параметров b , c , D и h в (2)

Таким образом, применение реалистичной модели двояковогнутого дискоида, численное моделирование светорассеяния на каждом из эритроцитов, дальнейшая аккумуляция на популяции и обработка массива данных с целью получения оптических характеристик рассеянного излучения дают возможности разработки наиболее точного и экономичного экспресс-метода определения МФП эритроцитов.

Для численного моделирования светорассеяния одной частицы нашли применение различные подходы, такие как метод дискретных диполей (МДД) [13], метод расширенных граничных условий (МРГУ) [14], метод разделения переменных (МРП) [14] и другие. Главным преимуществом МДД является то, что это один из самых общих методов, его применимость ограничена лишь доступными вычислительными ресурсами. Одним из наиболее распространенных программных продуктов является ADDA, реализующая принцип МДД. Программный комплекс, разработанный с участием автора, обладает следующими достоинствами: модель эритроцита (1) уже встроена в исходный код программы, кроме того, в отличие от других программных продуктов, имеется возможность учитывать особенности формы частицы для ускорения расчёта [15]. Результатом численного моделирования является набор сечений и факторов экстинкции, рассеяния, поглощения $C/Q_{ext/sca/abc}$ и матрицы Мюллера для каждого из углов заданного диапазона ($[0; 180^\circ]$).

Расчёты производились для случая неполяризованного падающего излучения, то есть $I_{in} = [1 \ 0 \ 0 \ 0]$. Были рассчитаны оптические характеристики для $N=1000$ популяций. Процедура получения, обработки, обеспечения целостности и быстрого доступа к данным оказалась весьма нетривиальной технической задачей. Следует упомянуть, что стандартные средства (например, индексирование), хоть и ускоряли выборку, но общее время выполнения было неприемлемым. Проблема была решена монтированием виртуального жёсткого диска в оперативную память с последующим переносом туда базы данных. Используемая база данных – MongoDB [16]. Для расчёта оптических характеристик популяций эрит-

роцитов с применением модели сфероида также использовался МДД. Для расчёта оптических характеристик популяций эритроцитов с применением модели сфер используется теория Ми.

Регрессионный подход предполагает, что искомые микрофизические параметры (МФП) $X = (x_i)$ могут быть найдены с помощью некоторого аналитического преобразования $OX Y = (y_j)$, где y_j – измеряемые оптические характеристики. Ниже приводятся результаты расчёта с использованием метода линейных регрессий:

$$\ln(x_i) = a_0 + \sum_{j=1}^n a_j \ln(y_j), \quad (3)$$

где численные значения коэффициентов a_j определяются на основе используемой выборки методом наименьших квадратов:

$$\min \left(\sum_{k=1}^N \left[\ln(x_i) - a_{i0} - \sum_{j=1}^n a_{ij} \ln(y_j) \right] \right). \quad (4)$$

Кроме того, минимальное количество слагаемых n в (3) определяется точностью аппроксимации, а максимальное – как дополнительными привносимыми ошибками, так и степенью взаимной корреляции результатов. Критерием выбора оптимальных измеряемых оптических параметров y_j в (4) являлся метод минимизации погрешности:

$$\min \delta x_i(\Theta_1 \dots \Theta_n) = \min \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{x_{ik}} \left| x_{ik} - \exp(a_{i0}(\Theta_1 \dots \Theta_n) - \sum_{j=1}^n a_{ij}(\Theta_1 \dots \Theta_n) \ln(y_j^*)) \right| \right], \quad (5)$$

где N – размер выборки, δx_i – относительная погрешность измерения микрофизического параметра, $y_j^* = y(\Theta_j) \pm \delta y$ – измеряемая под углом Θ_j оптическая характеристика, δy – случайная 2.5% погрешность, $a_{ij}(\Theta_1 \dots \Theta_n)$ – коэффициенты, определяемые в (4).

Таким образом, с использованием отмеченного выше критерия выбора в результате проведенных нами расчетов определены наиболее эффективные углы Θ_i (для четырех слагаемых), рассчитаны коэффициенты a_j при определении объема V (для модели эритроцита в виде двояковыпуклого дискоида). Приводятся погрешности определения V . Наименьшая погрешность восстановления среднего объема достигается при применении 2 слагаемых индикатрисы и 2 слагаемых поляризации – 1.55 %:

Проведенные расчеты показали, что наименьшая погрешность восстановления среднего объема достигается при применении 2 слагаемых с применением значения индикатрисы (12° и 17°) и 2 слагаемых с поляризацией (41° и 47°) – 1.55 %

$$\ln V = a_0 + a_1 \ln \sigma^*(\Theta_1) + a_2 \ln \sigma^*(\Theta_2) + a_3 \ln P^*(\Theta_3) + a_4 \ln P^*(\Theta_4) \quad (6)$$

Знак * после оптической характеристики означает наложение случайной 2.5 % погрешности. На рис. 2 приведена гистограмма погрешности определения V с использованием (6), где по оси ОУ отложена частота повторяемости N ошибок $\delta V = \frac{|V - V^*|}{V}$ (число реализаций N , для которых получены данные погрешности δV), V и V^* – соответственно заданные и рассчитанные с использованием (6) средние объёмы. Коэффициенты регрессии рассчитывались для разных моделей эритроцитов. Погрешности вычислялись при применении этих коэффициентов к рассчитанным оптическим характеристикам, полученным с использованием формы двояковогнутого диска.

Как видно из рис. 2, использование моделей сферы и сфероида по сравнению с моделью RBC приводит к средним погрешностям: для сфероида – 27.29 %, для сферы – 33.43 %. Это и предсказуемо, исходя из полученных погрешностей расчета оптических характеристик – индикатрис и поляризаций.

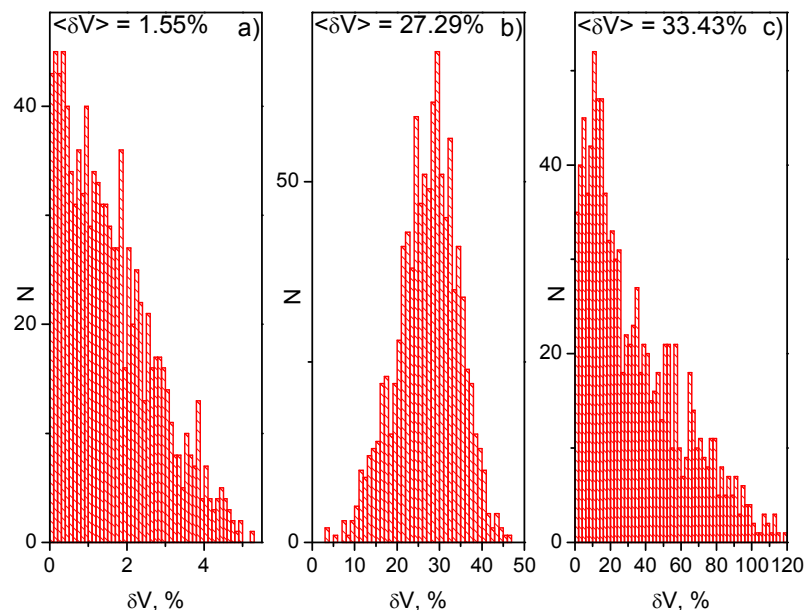


Рис. 2. Гистограммы погрешностей определения V
 а) RBC ($\langle \delta V \rangle = 1.55\%$), б) сфероид ($\langle \delta V \rangle = 27.29\%$),
 в) сфера ($\langle \delta V \rangle = 33.43\%$)

О чувствительности регрессий к используемым математическим моделям эритроцитов можно судить и из следующего – при значениях индикатрисы на углах 22° и 28° сфера и RBC дают погрешности $\sim 6\%$.

Вышеописанные выводы относятся к несферизованным нативным эритроцитам. Ситуация меняется, если использовать предварительную сферизацию. Предварительная сферизация обосновывает применение модели сферы к ансамблю эритроцитов и делает возможным применение регрессионных методов с использованием модели сферы для определения микрофизических параметров. Погрешности определения МФП эритроцитов при этом составляют единицы процентов и сравнимы, таким образом, с отмеченными выше погрешностями. В заключение необходимо отметить, что такая точность восстановления V соответствует полностью сферизованным эритроцитам. Однако, как показано в [17], далеко не все частицы в используемых на практике гематологических анализаторах сферизуются – в среднем 7% частиц либо не изменяют своей первоначальной формы, либо сферизуются не полностью. Очевидно, таким образом, что реальные погрешности будут выше приводимых.

1. Лопатин В. Н, Приезжев А. В, Афанасенко А. Ю. Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред. Москва. 2004.
2. Кузилова Н., Тишко Т., Тишко Д. // III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика-2010». Москва. 2010. С. 260–262.
3. Tycko D. H. et al. // Appl. Opt. 1985. Т. 24, № 9. Р. 1355–1365.
4. Nilsson A. M. K. et al. // Appl. Opt. 1998. Т. 37, № 13. С. 2735–2748.
5. Eremina E., Eremin Y., Wriedt T. A // Opt. Commun. 2005. Т. 244, № 1-6. Р. 15–23.
6. Mazon P., Müller S. // J. Opt.-Nouv. Rev. Opt. 1998. т. 29, № 2. С. 68–77.
7. Юркин М. А. Моделирование светорассеяния клетками крови с помощью метода дискретных диполей. Новосибирск, 2008. 213 с.
8. Кугейко М. М., Смутёв Д. А. // Вестник БГУ. 2012. № 2. С. 19–23.
9. Кугейко М. М., Лысенко С. А. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, №4. С. 654–659.
10. Kugeiko M., Smunev D. // Optics and spectroscopy. 2012. Т. 113. С. 446–450.
11. Кугейко М. М., Смутёв Д. А. // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 117, № 4. С. 170–176.
12. Кугейко М. М., Смутёв Д. А. // Журнал прикладной спектроскопии. 2015. Т. 6 –в печати
13. Draine B. T., Flatau P. J. // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. Т. 11, № 4. С. 1491–1499.
14. Kahnert F. M. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2003. Т. 79. С. 775–824.
15. Smunev D. A., Chaumet P. C., Yurkin M. A. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Vol. 156. Р. 67–79.
16. MongoDB [Electronic resource]. URL: <https://www.mongodb.org/> (accessed: 25.09.2015).
17. Тарасов П. А. Определение характеристических параметров эритроцитов методами динамической проточной цитометрии, канд. дис. Красноярск, 2005. 99 с.

БЕСКОНТАКТНАЯ КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ДИАГНОСТИКА КРОВЕНОСНОЙ СЕТИ СКЛЕРЫ ГЛАЗА

С. А. Лысенко¹, В. А. Фираго¹, М. М. Кугейко¹, А. И. Кубарко²,
О. Хотра³, А. Н. Собчук⁴

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный медицинский университет,
Минск, Беларусь

³Люблинский технологический университет, Люблин, Польша

⁴Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: lisenko@bsu.by

Результаты многочисленных исследований сосудистой сети глаза свидетельствуют о том, что нарушение микроциркуляции крови в ней может служить косвенным показателем нарушения гемодинамики в сосудах мозга. Это открывает возможность выявления предрасположенности того или иного человека к ряду сосудистых заболеваний в раннем возрасте, посредством диагностики состояния сосудов глаза и их изменений в зависимости от физических нагрузок и внешних воздействий на организм человека.

Настоящий доклад посвящен исследованию возможностей спектроскопии диффузного отражения (ДО) в количественной диагностике сосудов склеры глаза. Параметрами кровеносных сосудов, влияющими на распространение света в биоткани, являются их объемная концентрация, средний диаметр и процентное содержание в крови кислорода. Однако достоверное определение этих параметров по спектру ДО биоткани в настоящее время затруднено сложным характером взаимодействия света с неоднородной, многократно рассеивающей средой и отсутствием адекватного математического описания этого взаимодействия.

Авторами получено аналитическое выражение, аппроксимирующее зависимость отражательной способности однородной среды от ее коэффициента поглощения, транспортного коэффициента рассеяния, параметра анизотропии рассеяния и показателя преломления. Исходными данными служили результаты моделирования процесса переноса излучения в среде методом Монте-Карло. Погрешность их аппроксимации не превышает 2 % во всей области вариаций оптических параметров среды, характерной для биотканей. Для исследования возможности использования полученного выражения при обработке спектров ДО склеры, проведено их численное моделирование для среды с оптическими параметрами ткани склеры, которая пронизана кровеносными сосудами. Кровь моделировалась в виде суспензии гемоглобино-содержащих эритроцитов в плазме. Сигналы ДО рассчитывались для геометрии измерений, при ко-

торой диаметры облучаемой и приемной площадок составляют 0.915 мм, а расстояние между их центрами 1.03 мм, что соответствует разработанной авторами экспериментальной установке. Также предполагалось, что спектр ДО склеры регистрируется с точностью до некоторого постоянного множителя, что исключает необходимость абсолютной калибровки устройства. Показано, что учет эффекта локализации гемоглобина в эритроцитах не сказывается на точности решения обратной задачи, а эффект локализации эритроцитов в сосудах может быть с высокой точностью описан в рамках простой аналитической модели поглотительной способности однородной среды. Спектральная зависимость анизотропии рассеяния и показателя преломления ткани при рассматриваемой геометрии измерений также не оказывают значимого влияния на воспроизводимость и результаты обработки анализируемых спектров ДО в рамках модели однородной среды.

Сопоставление теоретических спектров ДО склеры с данными их измерений для группы добровольцев, показало необходимость учета в используемой модели поглощения света билирубином, содержащимся в плазме крови: на экспериментальном спектре, представленном на рис. 1, виден провал в полосе поглощения билирубина ($\lambda = 460\text{--}480$ нм). Впервые обнаружено присутствие нейроглобина или нейроглобиноподобных белков в склере глаза человека, основная функция которых заключается в защите нейронов мозга от повреждений, вызванных недостатком кислорода. Полосы поглощения нейроглобина 425 и 560 нм отчетливо проявляются в экспериментальных спектрах ДО склеры (рис. 1), а их анализ в рамках разработанной аналитической модели позволяет обнаруживать концентрации нейроглобина ~ 1 мкМ. Это позволяет говорить о возможности объективного контроля уровня нейроглобина в организме человека при разработке новых подходов к лечению заболеваний, связанных с гибелью нервных клеток.

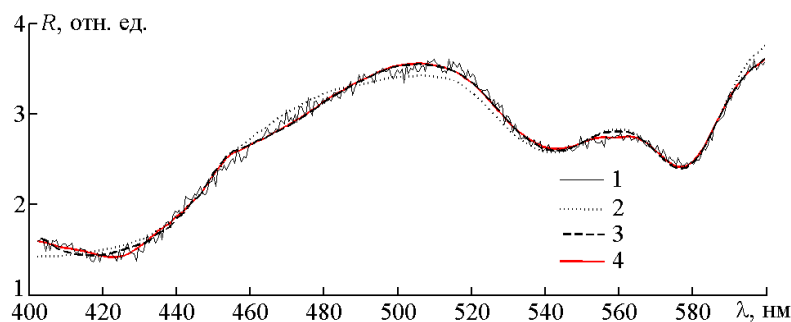


Рис. 1. Экспериментальный (1) и теоретические (2–4) спектры диффузного отражения склеры

2 – спектр, подобранный с учетом поглощения света меланином и гемоглобином;
3 и 4 – то же, но с дополнительным учетом билирубина и нейроглобина

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВЫСОХШИХ КАПЕЛЬ КРОВИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАКА ЖЕНСКИХ ПОЛОВЫХ ОРГАНОВ

Ж. И. Булойчик¹, А. П. Зажогин¹, Г. Т. Маслова¹, А. С. Мавричев²,
Л. А. Державец²

¹Белорусский государственный университет, Минск,

²РНПЦ онкологии и медицинской радиологии, Минск
zajogin_an@mail.ru

В настоящей работе показана возможность расширения совместного использования морфоструктурного анализа и лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии для диагностических исследований.

Использованный для экспериментальной работы метод клиновидной дегидратации позволяет оценивать конформационные изменения, проявляющиеся в характере комплексообразования как в процессе высыхания капли, так и после полного ее высушивания [1].

На рис. 1 приведены снимки высохших капель крови пациентов А – Г и здорового человека З. Диагноз: больные А и Б – рак шейки матки; больная В – рак вульвы, 2-ая стадия; больная Г – предполагаемый рак шейки матки.

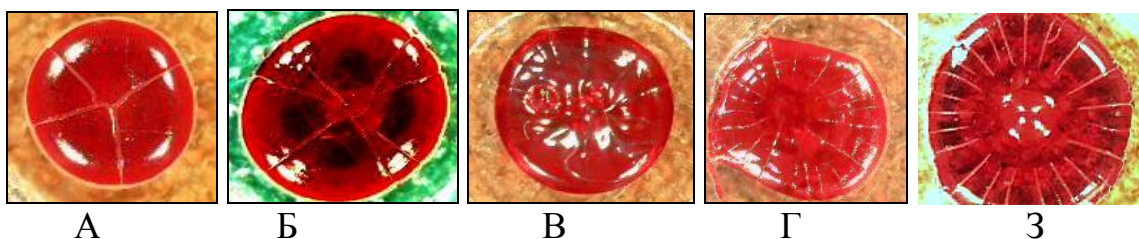


Рис. 1. Снимки высохших капель крови пациентов

Анализируя динамику структурирования капель цельной крови пациенток А – В через каждые 5 минут, следует отметить схожесть структурных изменений. В процессе высыхания формируются редкие радиальные трещины с ростом в центральную зону и образованием одинакового числа крупных секторов.

Структура капли пациентки Г. заметно выделялась из общей картины. Растрескивание в процессе высыхания капли носило более регулярный характер, радиальные трещины располагались по секторам достаточно упорядоченно на приблизительно равном расстоянии друг от друга и напоминали «ромашку», что характерно для структуризации капель крови потенциально здоровых лиц. Это позволило предположить отсутствие или самую раннюю стадию злокачественного новообразования у этой пациентки.

Это предположение дополнительно подтвердилось полуколичественной оценкой локального пространственного распределения кальция по диаметру высохшей капли и по слоям. Эти результаты получены с использованием разработанных нами стандартных образцов и лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1 [2].

На рис. 2 представлены значения интенсивности Ca II (393,239 нм) в зависимости от точки на поверхности и в слое высохшей капли крови анализируемых образцов.

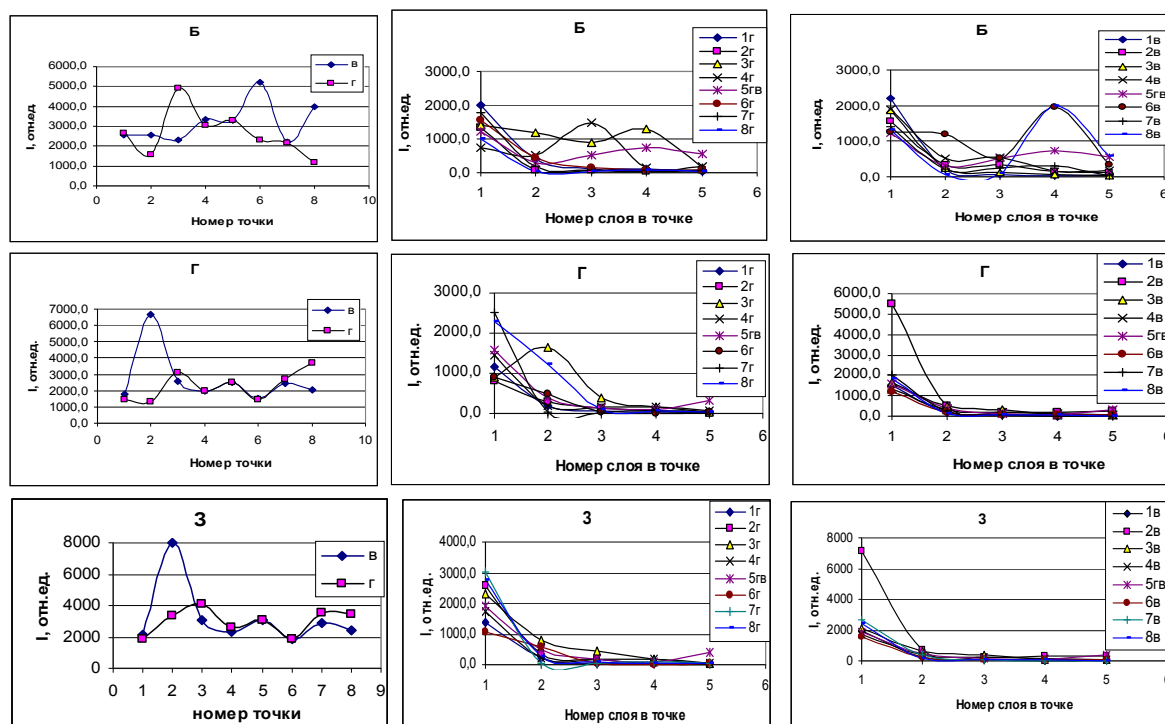


Рис. 2. Интенсивность линии Ca в атомно-эмиссионных спектрах высушенных образцов капель крови пациентов
(В столбце справа – номер точки по диаметру капли)

пациенток с онкологией распределение кальция и по диаметрам, и в разных слоях высохшей капли очень неравномерно и схоже для всех больных. Для пациентки Г полученные данные в значительной степени напоминают распределение кальция потенциально здорового человека.

Таким образом, проведенные нами морфоструктурные и спектрометрические исследования могут быть использованы как вспомогательный критерий при медицинской диагностике и способствовать уточнению предварительного диагноза.

1. Шабалин В. Н., Шатохина С. Н. Морфология биологических жидкостей человека. Хризостом, 2001.
2. Чинь Нгок Хоанг, Пашиковская И. Д., Булойчик Ж. А. Зажогин П. И. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2012. № 1. С. 31–34.

ЛАЗЕРНАЯ АТОМНО-ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ЛОКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛЬЦИЯ В ОБРАЗЦАХ КРОВИ ПАЦИЕНТА С ДИАГНОЗОМ ГЛИОБЛАСТОМА, ВЫСОХШИХ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ж. И. Булойчик¹, А. П. Зажогин¹, Н. И. Нечипуренко², А. Л. Танин²,
М. Н. Трущенко²

¹Белорусский государственный университет, Минск

²РНПЦ неврологии и нейрохирургии, Минск

zajogin_an@mail.ru

Патологическое состояние организма тесно связано с изменениями содержания химических элементов в биологических жидкостях (БЖ). При развитии патологии происходят неспецифические изменения агрегатного состояния компонентов БЖ. Исследованию конформационных изменений высохших капель БЖ в последнее десятилетие уделяется особое внимание. Показано, что морфологическая картина высыхающей на твердой поверхности капли БЖ может являться простым, недорогим и вполне доступным альтернативным методом медицинской диагностики [1, 2].

В связи с этим особое значение приобретает также разработка методов ранней диагностики нарушений накопления и распределения жизненно необходимых элементов (ЖНЭ) в БЖ человека.

При проведении исследований образцы готовили по следующей методике. Каплю крови или плазмы крови объемом 10 мкл наносили на поверхность подложки из ПММА и высушивали при комнатной температуре (90 – 100 мин). Диаметр высохшей капли примерно 6 мм.

На рис. 1 приведены снимки высохших капель крови и плазмы крови пациента с диагнозом глиобластома до операции (Кд и Пд) и после (Кп и Пп) и видны явные изменения в их структуре.



Рис. 1. Высохшие капли крови и плазмы крови пациента до операции (Кд и Пд) и после операции (Кп и Пп)

Суть метода диагностики на основе дегидратации капли БЖ состоит в том, что в норме при дегидратации возникают регулярные и однородные структуры (радиальное растрескивание). Патология же связана с аномальными процессами в организме, нарушением структуры белков, их

агрегацией из-за изменения содержания ЖНЭ, что существенным образом изменяет морфологию высохшей капли БЖ.

Оценку локального пространственного распределения одного из важнейших ЖНЭ кальция проводили методом лазерной многоканальной спектроскопии, используя лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Все эксперименты проводили в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Проведена полуколичественная оценка распределения кальция не только в различных точках поверхности по диаметру, но и по слоям в каждой из точек.

На рис. 2 представлено распределение интенсивности линий кальция в спектрах высушенных капель крови и плазмы больного до и после операции.

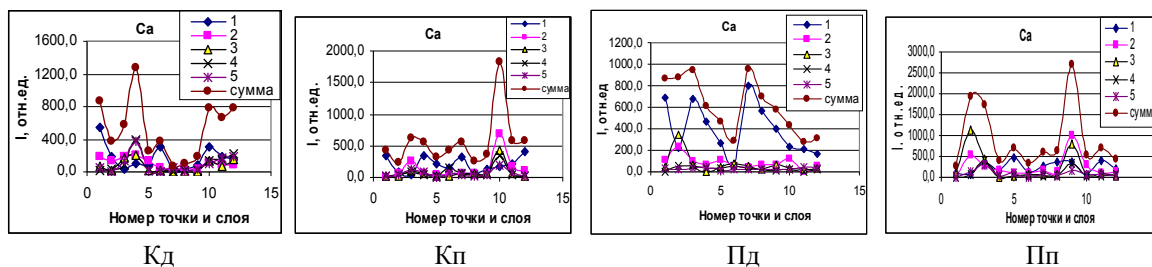


Рис. 2. Послойная интенсивность линии Ca II (393,239 нм) в атомно-эмиссионных спектрах крови и плазмы крови

Отчетливо видна разница в распределении кальция и по поверхности, и по слоям до и после операции. Кальций в образцах до операции распределен преимущественно по центру, после операции – в основном по краям, что характерно для потенциально здорового человека 3. Полученные результаты позволяют визуализировать результаты лечения, в дальнейшем проводить контроль и вводить необходимую корректировку в процессе лечения.

Таким образом, проведенные нами комплексные исследования характеризуются высокой чувствительностью и позволяют не только дифференцировать различные стадии патологического процесса, но и делать выводы о системном состоянии организма, что может иметь практическое значение.

1. Шабалин В. Н., Шатохина С. Н. Морфология биологических жидкостей человека. // М.: Хризостом, 2001. 300 с.
2. Краевой С. А., Колтовой Н. А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. // Книга 1. Москва, 2013. С. 47–49.
3. Чинь Нгок Хоанг, Пашиковская И. Д., Булойчик Ж. И., Зажогин А. П. //Вестник БГУ. Сер.1. 2012. № 1. С. 31–34.

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ В ДИАГНОСТИКЕ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ БОЛЬНЫХ

Ж. И. Булойчик¹, Г. Т. Маслова¹, А. П. Зажогин¹, А. С. Мавричев²,
Л. А. Державец²

¹Белорусский государственный университет, Минск

²РНПЦ онкологии и медицинской радиологии, Минск

zajogin_an@mail.ru

В последние десятилетия все большее применение в медицинской диагностике используется метод «клиновидной дегидратации» биологической жидкости [1, 2].

В настоящей работе анализируется распределение по объему ионов кальция в высохших каплях крови более двадцати онкологических больных с диагнозом рак желудка.

В качестве примера на рис. 1 приведены снимки полностью высохшей (95 – 100 минут) капли крови нескольких пациентов.



Рис. 1. Морфология высохшей капли цельной крови: а– больной А(рак тела желудка); б – больной Б (предполагаемый рак тела желудка); в – потенциально здоровый человек З

Исследование распределение Са по объему образцов проводилось по разработанной нами методике с использованием лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1 [3]. Изучена интенсивность линии Са II (393,239 нм) в зависимости от положения точки на поверхности капли по вертикальному и горизонтальному диаметру и в слое. Полученные данные приведены на рис. 2.

Обнаруживаются отличия в распределении кальция по поверхности и по слоям в зависимости от диагноза. У пациентов с диагнозом рак желудка наблюдался значительный разброс концентрации кальция по поверхности, подчас с аномально высокими (до 10000 отн. ед.) пиками на краевых зонах. Меняется также послойное содержание кальция, в двух-трех слоях присутствуют довольно резкие всплески повышения концентрации до 4000 отн. ед.

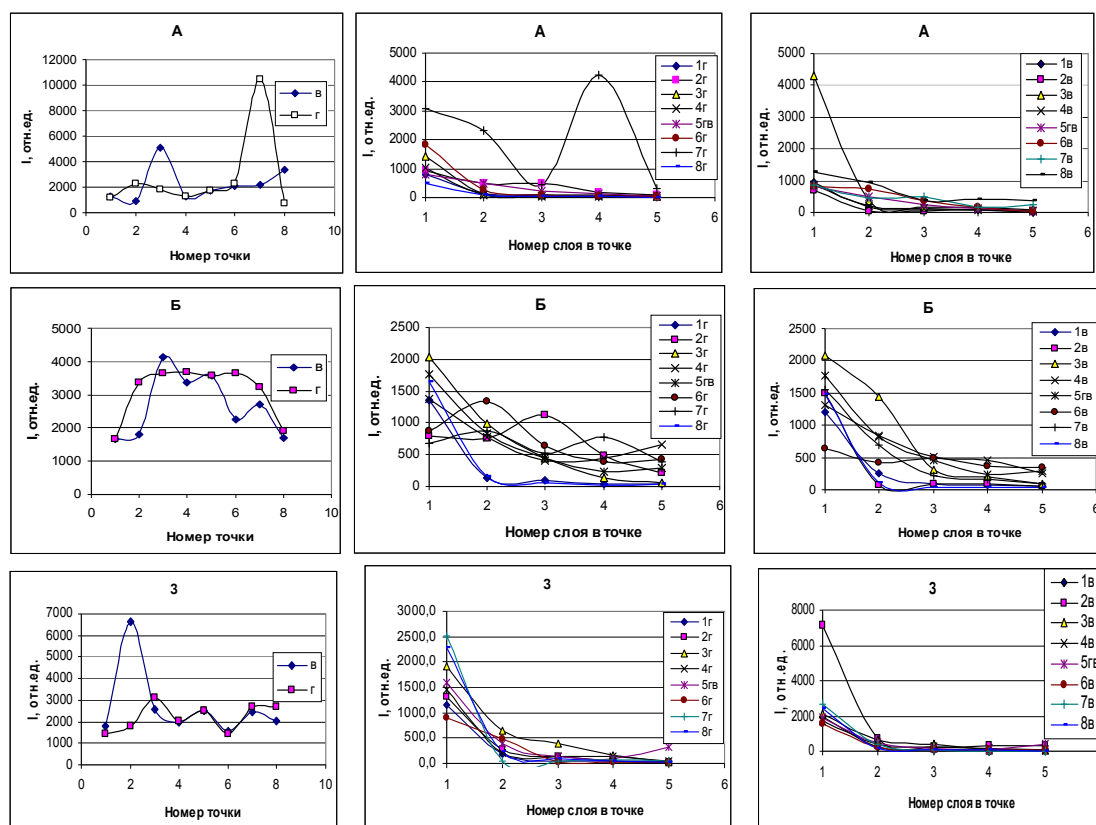


Рис. 2. Интенсивность линии Са в атомно-эмиссионных спектрах высушенных капель крови.

(В столбце справа – номер точки по диаметру капли)

В высохших каплях крови пациента с неподтвердившимся онкологическим диагнозом практически по всей поверхности капли отмечается высокая, но достаточно равномерная интенсивность линии кальция. У потенциально здорового человека (3) основное содержание кальция на поверхности и в слое приходится только на край капли, где расположен белковый валик.

Хотя для систематизации результатов требуется набор статистических данных, однако полученные результаты достаточно убедительно демонстрируют различия концентрации кальция как на поверхности, так и в слоях высохшей капли в зависимости от диагноза.

Учитывая относительную простоту выполнения анализа целесообразно проведение такой предварительной диагностики для повышения целенаправленного и результативного лечения.

1. Шабалин В. Н., Шатохина С. Н. Морфология биологических жидкостей человека. Хризостом, 2001.
2. Краевой С. А., Колтовой Н. А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. Моква, 2013. 480 с.
3. Чинь Нгок Хоанг, Пашиковская И. Д., Булойчик Ж. И., Зажогин А. П. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2012. № 1. С. 31–34.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В ОБРАЗЦАХ МИНЕРАЛИЗОВАННЫХ ВОЛОС

М. П. Патапович¹, И. Д. Пашковская², Н. И. Нечипуренко²,
Ж. И. Булойчик¹, А. П. Зажогин¹

¹Белорусский государственный университет, Минск

²РНПЦ неврологии и нейрохирургии, Минск

zajogin_an@mail.ru

Нарушения минерального обмена у человека являются сегодня одной из важнейших проблем современной медицины. Известен ряд заболеваний, вызываемых недостатком или избытком химических элементов. Все элементы взаимосвязаны. Поэтому отклонение от нормы одного из них может нарушать баланс сразу нескольких [1].

Представляет интерес выбор объекта, который мог бы играть роль достаточно консервативного информатора об элементном составе внутренней среды человека.

Широко распространено мнение, что волосы, как никакой другой биологический субстрат, отражают процессы, годами протекающие в человеческом организме, и поэтому могут служить средством диагностики ряда заболеваний, связанных с нарушениями элементного обмена.

Анализ волос открывает новые перспективы для решения проблем здоровья человека, потому что выявляет его биохимическую индивидуальность. Он дает важную информацию, которая может помочь врачу в диагностике физиологических нарушений, связанных с отклонениями в общем метаболизме [2].

В волосах накапливаются практически все доступные для анализа химические элементы (около 70). Фактически в период роста волоса по его длине записывается вся история изменения содержания разных элементов в организме [2].

В данной работе для проведения общей оценки содержания элементов использовали метод лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии (ЛАЭМС). Измерения проводились с помощью спектрометра LSS-1 (СП «Лотис ТИИ») [3].

Для корректного определения общего содержания элементов в волосах предварительно проводится их минерализация, а также разработка стандартных образцов, адекватных исследуемым.

Для разработки методики полуколичественного и количественного определения элементов нами использован метод осадочной бумажной хроматографии. Метод позволяет оценить особенности поверхностного распределения макроэлементов, в том числе размер зоны осаждения элементов.

В качестве осадителей для хлоридов меди, кальция, магния и алюминия использовали гидроксиды натрия или калия, поскольку гидроксиды этих металлов обладают ограниченной растворимостью и удовлетворяют требованиям осадочной хроматографии [3].

Подготовка образцов проводилась по следующим методикам. Капля раствора гидроксида натрия или калия концентрацией 5 %, используемого в качестве осадителя основной массы элементов, наносилась на поверхность бумажного фильтра диаметром 20 мм с помощью микропипетки и высушивалась. Затем на поверхность высушенной капли наносилась капля смеси хлоридов элементов или минерализованной пробы волос и высушивалась. Объем капли составлял 10 мкл.

На рис. 1 представлены зависимости интенсивности линии Ca II (393,366 нм) по диаметру в спектрах высушенных капель растворов с различными концентрациями элемента. Определение проводили не менее трех раз для каждой концентрации. Аналогичные результаты были получены для магния и алюминия.

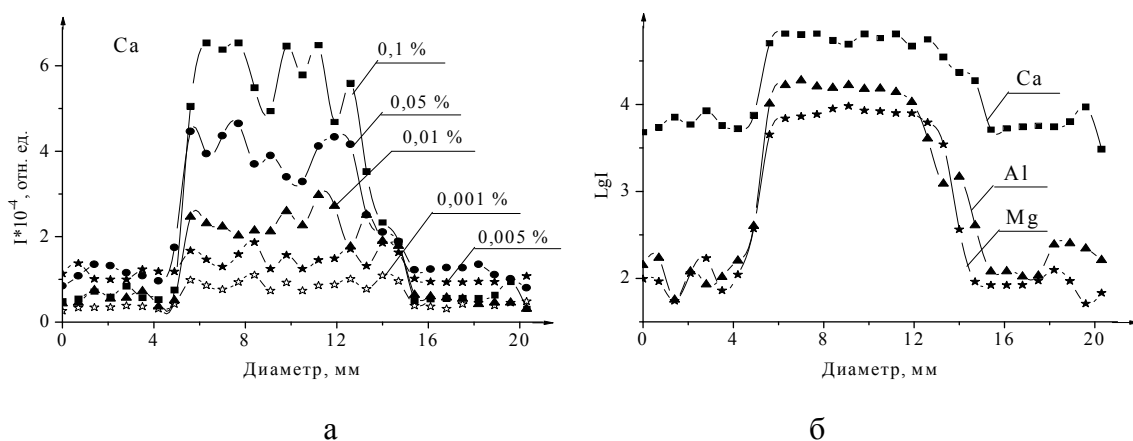


Рис. 1. Распределение интенсивностей линии элементов по диаметру высушенных капель: а – Ca II (393,366 нм) для различных концентраций; б – Ca, Al и Mg от положения точки (C – 0,1 %)

Используя полученные данные, были построены градуировочные графики для дальнейшего определения концентрации ЖНЭ в исследуемых образцах минерализованных волос пациентов по интенсивностям спектральных линий. Таким образом, разработанная нами методика позволяет с достаточной точностью определять общее содержание ЖНЭ в минерализованных волосах человека методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии (метод ЛАЭМС).

1. Григорьян Г. А. // Журнал высшей нервной деятельности им. И. П. Павлова. 2004. № 3. С. 304–19.
2. Скальный А. В. // Микроэлементы в медицине. 2003. Т. 4, вып. 1. С. 55–56.
4. Патапович М. П. Булойчик Ж. И. // Вестн. Бел. гос. ун-та, Сер. 1. 2009. № 3. С. 14–17.

«ЭЛЕМЕНТНЫЙ ПОРТРЕТ» ЧЕЛОВЕКА КАК РЕЗУЛЬТАТ АНАЛИЗА ВОЛОС МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

М. П. Патапович¹, И. Д. Пашковская², Н. И. Нечипуренко²,
Ж. И. Булойчик¹, А. П. Зажогин¹

¹Белорусский государственный университет, Минск

²РНПЦ неврологии и нейрохирургии, Минск

zajogin_an@mail.ru

К настоящему времени накоплены многочисленные научные данные, показывающие взаимосвязь между неадекватной обеспеченностью организма человека различными макро- и микронутриентами и возникновением различных заболеваний, характером их течения, клиническим прогнозом [1].

Анализ биологических объектов в настоящее время стал одной из основных областей применения различных методов анализа [2]. Наряду с биохимическими методами диагностики заболеваний в последнее время широкое распространение получили спектрометрические методы анализа [3]. Особое значение приобретает разработка методов не только сиюминутной, но, в первую очередь, ретроспективной оценки накопления и распределения химических элементов в организме человека.

Каждый из микро- и макроэлементов, составляющих минеральный состав организма, выполняет свою незаменимую роль, поэтому трудно сказать, какой из них более важен для человека. Но доказано, что деформированный минеральный обмен не только вносит свой вклад в патогенез заболеваний, но и изменяет фармакокинетический и фармакодинамический ответ на лекарственное воздействие.

Широко распространено мнение, что волосы, как никакой другой биологический субстрат, отражают процессы, годами протекающие в человеческом организме, и поэтому могут служить средством диагностики ряда заболеваний, связанных с нарушениями элементного обмена [2]. Количественное определение микроэлементов в волосах дает возможность выявить наличие патологических процессов на предклинической стадии, что очень важно для превенции многочисленных заболеваний.

Для проведения ретроспективной оценки содержания элементов использовали лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1 [3].

Для определения концентрации элементов по длине волос были разработаны стандартные образцы, адекватные анализируемым объектам.

С использованием разработанной методики нами была оценена ретроспективная картина патологии и составлен «элементный портрет» пациента с диагнозом «Интрамедуллярное образование на уровне С2 позвоночника». Проведено количественное определение распределения жизненно необходимых элементов (Ca, Mg, Al, Na, K) по длине волос и оценена динамика изменения концентрации элементов по ходу лечения пациента. На рис. 1, в качестве примера, приведено распределение кальция по длине волос пациента до и после лечения.

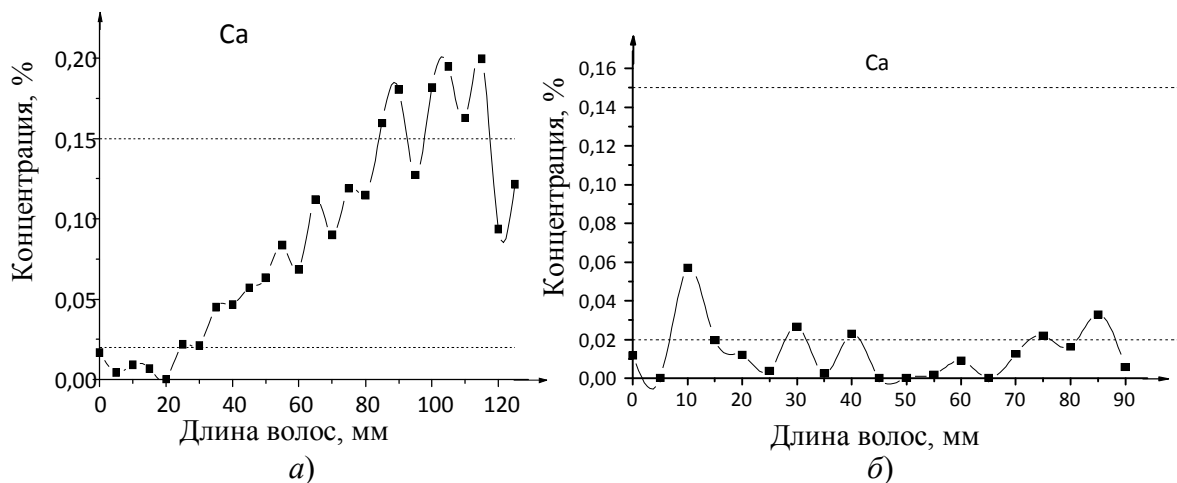


Рис. 1. Распределение кальция по длине волос пациента до (а) и после (б) лечения

В результате проведенных экспериментов можно сделать вывод, что использование метода лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии на поверхность исследуемого образца обеспечивает практически десятикратное увеличение интенсивности спектральных линий элементов и позволяет одновременно определять локальные пикограммовые количества жизненно необходимых элементов при регистрации спектров в атмосфере воздуха [2]. Методику целесообразно использовать для ретроспективной количественной оценки метаболизма жизненно необходимых элементов при предварительном диагностическом обследовании пациентов, а также контроле и корректировке процесса лечения.

1. Вознесенская Т. Г. // Русский медицинский журнал. 2006. Т. 14, № 9 (Неврология. Психиатрия). С. 694–697.
2. Скальный А. В. Микроэлементозы человека (диагностика и лечение). М. 1999. 180 с.
3. Патапович М. П., Чинь Нгок Хоанг, Пашиковская И. Д., и др. / Вестн. Бел. гос. ун-та, Сер. 1. 2013. № 2. С.19–23.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА ЭССЕНЦИАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ОРГАНИЗМЕ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС

М. П. Патапович¹, Т. В. Докукина², С. А. Марчук², Ж. И. Булойчик¹,
А. П. Зажогин¹

¹Белорусский государственный университет, Минск

²РНПЦ психического здоровья, Минск
zajogin_an@mail.ru

Анализ элементарного состава волос дает важную информацию, которая, в комбинации с симптомами и остальными лабораторными данными, может помочь врачу в диагностике физиологических нарушений, связанных с отклонениями в общем метаболизме эссенциальных элементов.

Повышение содержания Са в волосах обычно рассматривается как показатель усиленного кругооборота элемента в организме, что говорит о возрастании подвижности Са и риске возникновения его дефицита. У детей как повышенное, а часто и очень пониженное содержание кальция отмечено при церебральных параличах, аутизме. Анализ волос открывает новые перспективы для решения проблем со здоровьем малолетних детей, потому что для них содержание макро- и микроэлементов в большой степени зависит от баланса элементов в организме матери.

В настоящей работе для разработки перспективных методов анализа состояния обмена макро- и микроэлементов в организме за промежуток несколько месяцев - несколько лет проведены экспериментальные исследования образцов волос по их длине с помощью лазерного излучения.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM).

Анализировались суммарные результаты действия 20 последовательных лазерных импульсов (энергия 40 мДж, межимпульсный интервал 8 мкс) на точку для натуральных образцов волос. Натуральные образцы волос исследованы через 0,5 см (примерно соответствующий интервалу роста волос за половину месяца).

Интенсивности спектральной линии кальция Са II (393,239 нм) в последовательных точках по длине для образцов волос детей (аутистов) и их матерей представлены на рис. 1.

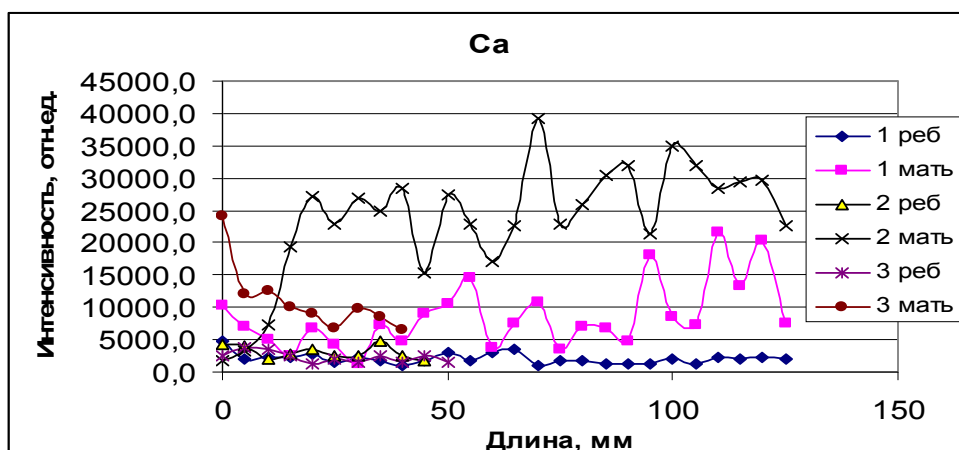


Рис. 1. Интенсивности спектральных линий кальция в последовательных точках по длине волос образцов ребенка и матери

Из сравнения полученных данных видно, что практически для всех исследованных проб наблюдается существенный недостаток кальция в волосах детей. В большинстве случаев содержание кальция в волосах детей в несколько раз меньше, чем у матерей. Здесь следует отметить резкое падение концентрации кальция в волосах 2 матери, что говорит о наличии у нее стрессовой ситуации. Аутизм это комплекс симптомов, связанных, прежде всего, с общей биохимией организма, когда проблемы развития и поведения являются лишь верхушкой айсберга, доступной наблюдению. Если у мамы ребенка нарушен обмен веществ, патологические процессы начинаются уже в первой зародышевой клеточке – ведь во внутриутробном периоде мать и плод – это единый организм, многие токсины и инфекции способны преодолевать плацентарный барьер. До определенного возраста этот процесс может быть компенсированным и неявным. В какой-то момент, когда добавляется еще какой-нибудь мощный стрессовый фактор, процесс становится уже декомпенсированным и система может окончательно выйти из строя.

Снижение содержания элементов в волосах отражает недостаток этого макроэлемента в организме. Причиной этого могут быть недостаточное поступления кальция и других элементов с пищей, болезни желчевыводящих путей, болезни поджелудочной железы, нарушение всасывания в тонком кишечнике, низкая физическая активность, дефицит витамина D, накопление в организме стронция, никеля.

Возможность выявления наличия стрессов и патологических процессов на пред клинической стадии на примере анализа интенсивности линий Ca в спектрах волос матери и ребенка по их длине дает возможность искать причину существующего дисбаланса, целенаправленно подбирать биологически активные добавки, препараты, корректировать питание, во время оказать психологическую помощь.

ЛАЗЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОСТРОЙ ЦЕРЕБРАЛЬНОЙ ИШЕМИИ В УСЛОВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА

Т. П. Красненкова¹, А. П. Луговский², К. Н. Каплевский², М. П. Самцов²

¹Институт биоорганической химии НАН Беларуси, Минск

²Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,

Минск

E-mail: kapleu@bsu.by

Инфаркт миокарда и острое нарушение мозгового кровообращения являются основными причинами смертности в мире. Их доля в структуре летальных исходов составляет более 50%. Причем смертность от инсульта в Европе в 4–5 раз выше, чем в США и продолжает расти. Значительным фактором в успешной терапии нарушения церебрального кровотока является своевременная и качественная диагностика. Для исследования дисфункции кровообращения с успехом используется ряд методик, к которым относятся транскраниальная доплерография, компьютерная томография, магнитно-резонансная томография, ангиография. Эффективным методом для диагностики указанных нарушений является метод рентгенографии с введением контрастного вещества. Существенным недостатком метода является непереносимость пациентом в ряде случаев контрастного вещества, содержащего йод, а также высокая эффективная доза радиационной нагрузки (до 10 мЭв). Одним из перспективных направлений в решении данной проблемы является использование контрастных веществ, которые регистрируются методами оптической спектроскопии. Ряд исследований посвящен свойствам индоцианинового зеленого красителя с регистрацией его в кровотоке методами инфракрасной спектроскопии в ближней области.

Цель данного исследования заключалась в изучении элиминации индотрикарбоцианинового красителя из церебрального кровотока у крыс с индуцированной глобальной ишемией мозга при регистрации изменения интенсивности сигнала в максимуме полосы флуоресценции красителя, возбуждаемой полупроводниковым лазером с длиной волны 683 нм.

Подвод возбуждающего излучения к мозгу животного и сбор света флуоресценции в спектрометре осуществлялись с помощью световода, свободный конец которого был закреплен по оси цилиндрического держателя (наконечника) с внутренним диаметром 3 мм на расстоянии нескольких миллиметров от среза. Применение такого наконечника, примерно, на порядок уменьшает разброс интенсивности в спектрах флуоресценции красителя при съеме информации от одной точки образца и

составляет около 7 %. Регистрация спектров начиналась сразу после введения красителя и производилась непрерывно около четырех раз в секунду на протяжении всего времени наблюдения. Информация о величине сигнала в максимуме полосы флуоресценции оперативно поступала на монитор компьютера и затем сохранялась для дальнейшей обработки.

Экспериментальная модель глобальной ишемии мозга достигалась временной (10 мин) билатеральной перевязкой сонных артерий у крыс самцов Вистар ($n = 5$) под наркозом. До начала процедуры животным в хвостовую вену устанавливался катетер. Через 20 минут после формирования ишемии на поверхность затылочной области черепной коробки, тщательно освобожденной от покровных тканей и высушенной, устанавливался держатель со световодом. Через катетер вводился раствор индотрикарбоцианинового красителя (2 мг/кг) и регистрировался сигнал убывания интенсивности контрастного вещества в церебральном кровотоке. Группой сравнения (контроль) являлись крысы самцы Вистар ($n = 7$), которые не подвергались операции.

Количественный показатель – константа элиминации (K_{el}) красителя из кровотока. Данные обрабатывались методами непараметрической статистики и представлены в виде медианы с интерквартильным размахом $M [25\%;75\%]$. Различия являются достоверными при уровне значимости $P < 0,05$.

Полученные графики изменения интенсивности сигнала флуоресценции красителя от времени фитировались биэкспоненциальной зависимостью $I(t)$, коэффициент аппроксимации $R^2 = 0,99$. Такая кривая характерна для двукамерной фармакокинетической модели изменения концентрации лекарственного средства в крови, отражающей наличие фазы распределения и медленной фазы элиминации. В данном случае K_{el} индотрикарбоцианинового красителя в группе крыс, подвергнутых глобальной ишемии мозга, составил $13,8 [10,8;19,4] \text{ с}^{-1}$, тогда как в контрольной группе данный показатель – $4,5 [3,8;7,9] \text{ с}^{-1}$ (различия достоверны, $p = 0,043$).

При глобальной ишемии мозга происходит разрушение гематоэнцефалического барьера, что приводит к быстрому выведению красителя из кровеносного русла в ткани мозга, что подтверждается 3-х кратным увеличением K_{el} по сравнению с контрольной группой.

Метод регистрации изменения интенсивности сигнала флуоресценции индотрикарбоцианинового красителя в системе мозгового кровообращения крыс с помощью полупроводникового лазера длиной волны 683 нм в условиях экспериментальной церебральной ишемии позволяет оценить степень нарушения кровотока по изменению фармакокинетических параметров флуоресценции красителя.

ИСПЫТАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ДАТЧИКА ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА

В. М. Лутковский, А. В. Пильгун, И. М. Цуприк

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: Lutkovskiv@gmail.com

Вариабельность сердечного ритма (ВСР) – один из наиболее информативных показателей физиологического состояния человека. В клинических или лабораторных условиях ВСР измеряется путем обработки электрокардиограмм, в то время как для мобильных применений чаще используются принципы оптической денситометрии и фотоплетизмографии [1, 2].

В данной работе исследуется возможность улучшения характеристик датчика [3], основанного на фотоплетизмографии и реализованного на базе излучающего диода АЛ107, фотодиода ФД9К, операционных усилителей ОРА347 и микроконтроллера MSP430G2231. Испытания этого датчика показали, что при регистрации пульсовой волны формируемый сигнал подвержен влиянию артефактов, так как он весьма чувствителен к величине силы, с которой датчик прижимается к коже. Кроме того, его относительно высокое энергопотребление обусловлено постоянным током питания излучающего диода АЛ107. Указанные особенности этого датчика позволяют применять его только при условии обеспечения минимальных вариаций контакта датчика с пациентом, что ограничивает область его применения.

В результате проведенных экспериментов влияние артефактов снижено путем изменения режима питания излучающего диода, усилителя фототока и алгоритма формирования сигнала. Для уменьшения энергопотребления светодиод переведен в импульсный режим, что позволило увеличить пиковую мощность излучения светодиода и повысить отношение сигнал/шум. При этом микроконтроллер корректировал частоту и длительность импульсов включения светодиода в соответствии с параметрами пульсовой волны. Это позволило снизить энергопотребление и повысить надежность датчика.

1. Математические методы анализа сердечного ритма /Под ред. В.В. Парина и Р. М. Баевского. М.: Наука, 1968.
2. Калакутский Л. И., Молчков Е. В., Бахтинов П.И // Известия ЮФУ. 2012, № 11.
3. Лутковский В. М., Пильгун А. В., Филистович М. Д., Цуприк И.М. // Квантовая электроника: Матер. 9-й Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2013. С. 230.

СВОЙСТВА НОВОГО ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ФОТОТЕРАПИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

А. А. Луговский, М. П. Самцов, А. П. Луговский, Е. С. Воропай,
Д. С. Тарасов, П. Т. Петров, В. М. Насек

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: samtsov@bsu.by

Успехи метода фотодинамической терапии злокачественных новообразований связывают с использованием нового поколения фотосенсибилизаторов, которые обладают интенсивным поглощением света в спектральной области "окна прозрачности" биологических тканей 700 – 900 нм. В этом плане полиметиновые красители (ПК) являются перспективными объектами [1, 2]. Это обусловлено наличием полос поглощения в диапазоне 700 – 850 нм, что обеспечивает глубокое проникновение света в ткани и позволяет использовать метод ФДТ для лечения как поверхностных, так и глубокорасположенных опухолей. ПК обладают высоким коэффициентом поглощения $>10^5 \text{ М}^{-1}\text{см}^{-1}$. Недостатком большинства полиметиновых красителей является их недостаточно невысокая растворимость в водных растворах. Введение полиэтиленоксида в молекулы этого класса красителей обеспечило высокую растворимость нового соединения в воде.

При этом без воздействия светом такие соединения должны обладать как можно более низкой токсичностью. В связи с этим осуществлено определение переносимых, токсических и летальных доз и причин наступления гибели животных после введения нового фотосенсибилизатора. Установлено, что по показателям острой токсичности при внутривенном введении и введении в желудок мышам и крысам обоего пола, готовая лекарственная форма на основе сенсibilизатора нового поколения для фотодинамической терапии новообразований с активацией светом ближнего ИК диапазона относится к VI классу опасности – «относительно безвредно».

В условиях *in vitro* на культуре опухолевых клеток HeLa исследованы темновая цитотоксичность и фотоцитотоксичность трикарбоцианинового красителя с полиэтиленоксидом при воздействии излучением полупроводникового лазера с $\lambda = 740 \text{ нм}$. Расчет эффективной концентрации препарата, вызывающей уменьшение числа клеток на 50 % по сравнению с контролем, показал, что темновая цитотоксичность ПК составляет 43,9 мкг/мл. Фотооблучение клеток без фотосенсибилизатора не влияло на количество клеток в культуре HeLa. В то же время фотовоздействие

на клетки после инкубации с фотосенсибилизатором в нетоксичных (без фотооблучения) концентрациях привело к существенному торможению роста культуры HeLa, которое зависело от концентрации фотосенсибилизатора. С увеличением концентрации фотосенсибилизатора число клеток значительно уменьшалось. Так, при концентрации фотосенсибилизатора 1 мкг/мл выживаемость клеток составила 92 %, 2 мкг/мл – 75 %, 5 мкг/мл – 21 % от числа клеток в контрольных флаконах. Расчет эффективной концентрации препарата, вызывающей уменьшение числа клеток на 50 % по сравнению с контролем, показал, что фотоцитотоксичность ПК по критерию ЭК₅₀ составляет 3,4 мкг/мл.

В условиях *in vivo*, на 53 белых беспородных крысах с перевитыми подкожно саркомой М-1 и карциносаркомой Уокер 256, исследовали динамику накопления в тканях крыс и фотодинамическую эффективность трикарбоцианинового красителя с полиэтиленоксидом при внутривенном способе введения. Индекс контрастности (отношение интенсивности флуоресценции препарата в опухолевых тканях к интенсивности флуоресценции в тканях бедра) составил для карциносаркомы Уокер-256 – 2,5–3,4 (через 5 – 240 минут после внутривенного введения препарата крысам); для саркомы М-1 – 2,4–2,9 (через 35–100 минут после внутривенного введения препарата крысам).

В результате фотовоздействия излучением полупроводникового лазера с $\lambda = 740$ нм при использовании в качестве фотосенсибилизатора трикарбоцианинового красителя с полиэтиленоксидом наблюдается выраженный противоопухолевый эффект: площадь некроза опухолей составила 76–89 %, глубина некроза саркомы М-1 составила 11–18 мм, торможение роста опухолей – 67–79 %, средняя продолжительность жизни крыс увеличилась на 18,3 %, излечено 50 % животных.

Таким образом, трикарбоцианиновый краситель с полиэтиленоксидом при использовании в качестве фотосенсибилизатора для фотодинамической терапии обладает выраженным противоопухолевым эффектом.

1. Самцов М. П., Воропай Е. С., Каплевский К. Н., и др. // ЖПС. 2009. Т. 76, № 4. С. 576–582.
2. Самцов М. П., Воропай Е. С., Мельников Д. Г., и др. // ЖПС. 2011. Т. 78. № 1. С. 121–127.
3. МПК С 07 D 209/04, С 09 В 23/06. Модифицированный полиэтиленгликолем водорастворимый фотосенсибилизатор для фотодинамической терапии злокачественных опухолей / М. П. Самцов, А. П. Луговский, Е. С. Воропай, А. А. Луговский, П. Т. Петров, Д. И. Демид, Ю. П. Истомин; № 17638; Заявл. 2012.01.04; Опубл. 2013.07.08 // Афицыйны бюлетэнь. 2013. № 5. С. 103.

ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ ДИАГНОСТИКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ФДТ С ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОМ ФОТОЛОН

М. П. Самцов, Д. С. Тарасов, К. Н. Каплевский, Е. С. Воропай,
П. Т. Петров, Ю. П. Истомин

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: samtsov@bsu.by

Обеспечение оптимальных условий проведения сеансов фотодинамической терапии (ФДТ) требует разработки методов оперативного контроля и анализа результатов лечения. Использование методов, которые нацелены на выявление в течение сеанса ФДТ индивидуального отклика на терапевтическое воздействие, позволит значительно повысить эффективность лечения в целом. В этом плане в работе [1] использован подход на основе анализа в процессе сеанса ФДТ спектральных свойств фотосенсибилизатора на основе полиметинового красителя обладающего флуоресценцией в области ближнего ИК диапазона. Так установлено, что по спектральным данным можно прогнозировать глубину и обширность некроза опухолевых тканей.

В данной работе приведены результаты исследования индотрикарбоцианинового красителя (ПК) в качестве флуоресцентного зонда для определения эффективности повреждения опухолевых тканей в процессе ФДТ с фотосенсибилизатором Фотолон®. Для выполнения поставленной задачи при введении Фотолон подопытным животным с перививными опухолями дополнительно вводился индотрикарбоцианиновый краситель. Концентрация введенного Фотолон составляла 2,5 мг/кг, которая является терапевтической. Фотовоздействие осуществлялось излучением полупроводникового лазера с $\lambda = 668$ нм, экспозиционная доза света составляла 100 Дж/см² или 50 Дж/см². Концентрация ПК выбиралась таким образом, чтобы его присутствие в организме не оказывало влияния на степень повреждения опухолевых тканей под воздействием излучения с $\lambda = 668$ нм и составляла 1 мг/кг. В группе животных, которым вводился только краситель при такой концентрации, в результате фотовоздействия излучением 100 Дж/см² полупроводникового лазера с $\lambda = 668$ нм наблюдались лишь поверхностные некрозы глубиной не более 1–2 мм.

Для группы животных, которым вводился фотолон при фотовоздействии излучением 100 Дж/см² глубина некрозов составила 14–15 мм. При этом фотовоздействии интенсивность флуоресценции Фотолон уменьшалась, что свидетельствует о выгорании фотосенсибилизатора. Интенсивность флуоресценции красителя в этих условиях практически не из-

менялась. Данное обстоятельство подтверждает, что фотоповреждение опухолевых тканей при ФДТ обеспечивалось Фотолоном.

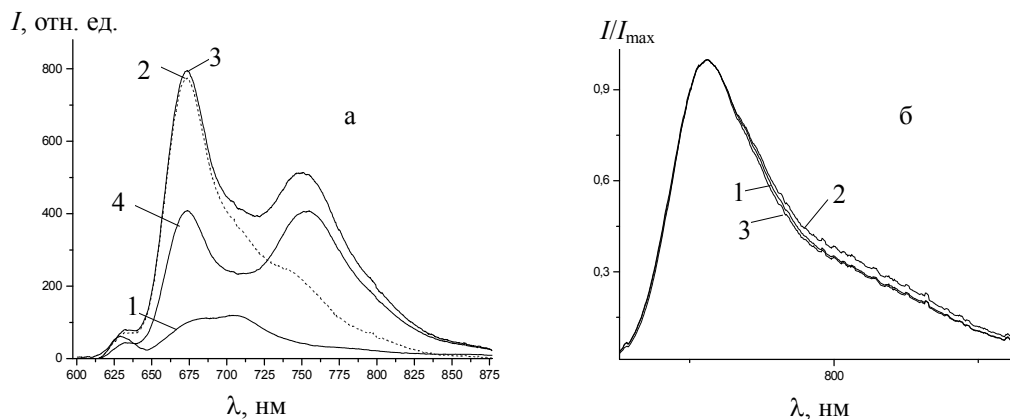


Рис. 1. а) Спектры флуоресценции при возбуждении излучением HeNe лазера с $\lambda = 632,8$ нм опухолевых тканей интактной крысы *in vivo* (1), при введении животному Фотолона 2,5 мг/кг (2), при введении Фотолона 2,5 мг/кг и ПК 1 мг/кг до начала фотовоздействия при ФДТ (3) и после фотовоздействия (4); б) Спектр флуоресценции красителя ($C_{кр}=1,0$ мг/кг) в опухолевой ткани при ФДТ с Фотолоном до (1) и после (2) облучения; рассчитанный спектр флуоресценции после фотовоздействия (3).

Глубина некроза ~ 15 мм

Присутствие Фотолона в биотканях при терапевтической концентрации не повлияло на положение и форму спектра флуоресценции красителя при возбуждении на $\lambda = 682$ нм (рис. 1, а). При фотовоздействии на опухолевые ткани, в результате которого через 24 часа были зарегистрировано образование некрозов глубиной 14 мм, в спектре флуоресценции красителя в облученной части опухоли наблюдалось увеличение относительной интенсивности в области 780–860 нм (рис. 1, б). Деформация спектра флуоресценции красителя при фотовоздействии носит регулярный характер и коррелирует с глубиной получаемого последующего некроза. Проведен анализ соответствия степени повреждения опухолевых тканей и наблюдаемых в результате фотовоздействия изменений в спектрах флуоресценции зонда. Установлено, что некрозу опухолей глубиной до 15 мм сопутствует увеличение полуширины спектра флуоресценции ПК, после завершения фотовоздействия интенсивность флуоресценции ПК в образцах не изменяется по сравнению с исходным уровнем.

Таким образом, в работе показана возможность применения индо-трикарбоцианинового красителя для диагностики эффективности ФДТ при использовании в качестве фотосенсибилизатора Фотолона.

1. Самцов М. П., Воронай Е. С., Ляшенко Л. С. и др. // ЖПС. 2011. Т. 78, № 1. С. 121–127.

ОСОБЕННОСТИ ВНУТРИКЛЕТОЧНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ

И. В. Яковец¹, И. Е. Кравченко¹, М. П. Самцов², В. П. Зорин¹

¹ Белорусский государственный университет, Минск

² Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
Минск

E-mail: viprorok@mail.ru

Полиметиновые красители являются перспективными фотосенсибилизаторами (ФС) для целей фотодинамической терапии. Данные соединения обладают интенсивной полосой поглощения в области 700-800 нм, т. е. в диапазоне максимальной оптической «прозрачности» биологических тканей, что позволяет значительно увеличить глубину эффективного фотовозбуждения молекул ФС. Использование полиметиновых красителей в фотодинамической терапии осложняется их слабой растворимостью в водных растворах. Для решения данной проблемы было предложено использовать в качестве ФС конъюгаты полиметиновых красителей с различными водорастворимыми соединениями (полимеры, углеводы и т.д.). Подобная химическая модификация красителей позволяет не только повысить водорастворимость, но и в ряде случаев увеличить селективность их накопления в опухолях. Изменения физико-химических свойств ФС при конъюгации должны оказывать значительное влияние на процессы их взаимодействия с различными биологическими структурами, процессами локализации в клеточных и тканевых структурах. Целью данной работы являлось изучение влияния конъюгации полиметиновых красителей с полиэтиленгликолем на процессы накопления и локализации их в клетках *in vitro*.

В работе исследовали индотрикарбоцианиновый краситель (ИТК), разработанный и синтезированный в лаборатории спектроскопии НИИПФП им. А.Н. Севченко, а также его химический модифицированный аналог (ИТКм). Химическая модификация ИТК производилась путем ковалентного связывания молекулы красителя с полиэтиленгликолем. Локализация и накопление ФС в клетках изучали методом лазерной сканирующей конфокальной микроскопии на флуоресцентном микроскопе Leica TCS SPE (Германия), а также с использованием проточной цитофлуориметрии на проточном цитометре FC 500 (США).

Поскольку спектрально-флуоресцентные характеристики исследуемых красителей отличаются незначительно, то анализ средней интенсивности флуоресценции клеток с использованием техники проточной цитометрии позволяет количественно сравнивать кинетики накопления

пигментов. Результаты исследований показали, что скорость и равновесный уровень накопления в клетках K562 исследуемых красителей существенно различаются. При физиологических условиях, скорость накопления химической модификации полиметинового красителя в клетках в несколько раз больше. Вследствие этого, равновесный уровень накопления ИТКм в клетках K562 в 5 раз больше.

Процесс накопления индотрикарбоцианиновых красителей является температурно-зависимым. Уменьшение температуры среды инкубации приводит к значительному торможению процессов накопления исследуемых красителей. При температуре 4 °С максимальный уровень накопления ФС в клетках наблюдается спустя 10 минут после начала инкубации и отличается более чем в 3 раза по сравнению с уровнем накопления при физиологических условиях.

Результаты флуоресцентной конфокальной микроскопии свидетельствуют о существенных различиях в характере внутриклеточной локализации исследуемых ФС. При инкубации клеток K562 в присутствии ИТК наблюдается слабая флуоресценция плазматической мембраны. Свечение цитоплазмы незначительно, в ней наблюдаются лишь отдельные сайты, флуоресцирующие в области испускания ФС. При окраске ИТКм наблюдается диффузная прокраска всех цитоплазматических структур клеток.

Идентификация преимущественных сайтов внутриклеточной локализации ФС возможно с использованием с использованием флуоресцентной колокализации. С этой целью использовались флуоресцентные зонды, обладающие избирательностью накопления в митохондриях (Mito Tracker Green FM) и эндоплазматическом ретикулуме (ER-tracker Green). Исследовалось перекрытие флуоресцентных изображений клеток, при их одновременной окраске ФС и колокализаторами. Математическая обработка полученных изображений проводилась в программе ImageJ. Полученные результаты свидетельствуют, что сайты с повышенной флуоресценцией ИТК в цитоплазме соответствуют митохондриальным структурам, тогда как эндоплазматический ретикулум практически не накапливает данный краситель. Использование техники колокализации для клеток, окрашенных ИТКм, подтверждает вывод об отсутствии преимущественной окраски каких-либо цитоплазматических структур.

Полученные данные показывают, что присутствие полиэтиленгликоля в молекулах полиметиновых красителей оказывает существенное влияние на процессы взаимодействия их с клетками: увеличивается скорость и уровень накопления ФС в клетках, значительно изменяется характер распределения пигмента между цитоплазматическими структурами клеток.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОТОРЕДУКЦИЮ МЕТГЕМОГЛОБИНА КРОВИ

М. М. Асимов¹, Р. М. Асимов², А. Н. Батьян³, Н. А. Шиченко³

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²ООО "Сенсотроника", Парк высоких технологий, Минск

³Минский государственный экологический университет
им. А. Д. Сахарова, Минск

E-mail: m.asimov@dragon.bas-net.by

В статье рассмотрено влияние вредных химических веществ – экотоксикантов на состояние и функцию жизненно важных систем и органов человека. Особое внимание уделено вредному воздействию химических веществ на кровеносную систему, которая весьма чувствительна действию экотоксикантов.

Токсическое воздействие химических соединений проявляется при попадании их в организм человека. Отравление происходит различными путями, например, через пищевые продукты, при приеме лекарств, а также через дыхательные пути [1]. Источником загрязнения также являются выхлопные газы автомобилей.

Экотоксиканты оказывают отрицательное влияние на кислородтранспортную функцию гемоглобина Hb крови [2]. В нормальных условиях кровь человека содержит не более 1–2 % метгемоглобина MtHb. Повышение концентрации MtHb этого уровня оказывает тяжелое отравляющее действие на организм человека. В связи с этим крайне актуальным является поиск эффективного метода устранения, и разработка защитных мер от отравляющего действия MtHb. На рис. 1 приведены результаты исследований по фоторедукции MtHb крови при облучении He-Ne лазером.

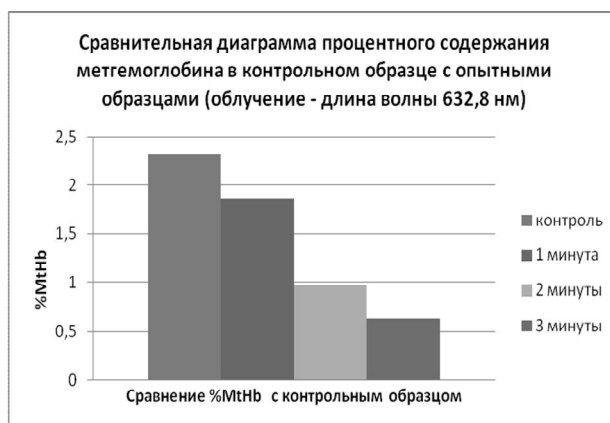


Рис. 1. Сравнительная диаграмма процентного содержания метгемоглобина в контрольном образце с образцами при облучении He-Ne лазером на длине волны 632,8 нм

Как видно из диаграммы, облучение He-Ne лазером в течении трех минут снижает концентрацию MtHb крови до безопасного уровня. Наиболее сильный эффект проявляется при облучении образца излучением на длине волны 930 нм (рис. 2). Так облучение на этой длине волны в два раза эффективнее снижает концентрацию MtHb в крови.

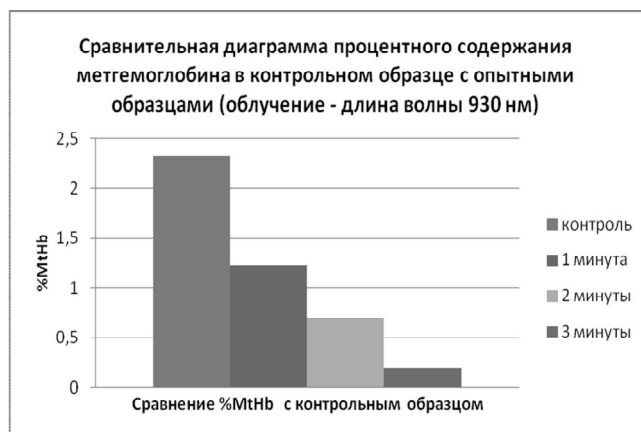


Рис. 2. Сравнительная диаграмма процентного содержания метгемоглобина в контрольном образце с образцами при облучении на длине волны 930 нм

Полученные результаты показывают, что при одинаковом механизме биологического действия низкоинтенсивного лазерного излучения эффективность воздействия зависит от длины волны лазерного излучения. Механизм лазерно-индуцированной фоторедукции MtHb крови можно связать с конформационными изменениями в структуре гемоглобина. Поглощенная энергия распределяется в структуре метгемоглобина таким образом, что существенно ослабляет прочность связи гема с молекулами NO и OH. В такой ситуации облегчается восстановление MtHb до Hb и его кислородтранспортной функции.

Следует отметить, что отравление метгемоглобином наиболее ярко проявляется у грудных младенцев. С молоком матери и питьевой водой в организм младенца попадают вредные химические вещества вызывающие рост концентрации MtHb в крови. Это представляет опасность для жизни ребенка наряду с высоким билирубином крови. Похоже на то, что положительный эффект солнечной радиации заключается не только в снижении концентрации билирубина, но и MtHb в крови младенца.

Представляет интерес исследовать наблюдаемый эффект также в зависимости от интенсивности лазерного излучения.

1. Kao W. L., Nanagas K. A. // Clin. Lab. Med.: 2006. V. 26, P. 99–103.
2. Асимов М. М., Асимов Р. М., Рубинов А. Н. // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, № 2. С. 1320–1325.

OPTO-ACOUSTIC METHOD OF TISSUE OXYGANATION AND ITS APPLICATION IN CANCER THERAPY

M. M. Asimov¹, R. M. Asimov², V. T. Minchenya³

¹B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Science
of Belarus, Minsk

²Sensotronica Ltd., Hi-Tech Park, Minsk

³National Technical University of Belarus, Minsk

E-mail: m.asimov@dragon.bas-net.by

In this report result of experimental investigation the efficiency of tissue oxygenation under combined effect of optical radiation and acoustic waves are presented. Practical application of new non invasive opto-acoustic method in modern biology and medicine, in particular, dermatology and oncology is discussed.

Optical method is based on application the phenomenon of laser-induced photodissociation of oxyhemoglobin in cutaneous blood vessels and capillaries [1]. This method allows extracting an additional amount of oxygen from blood oxyhemoglobin directly at the zone of irradiation. Application of acoustic method enhances the efficiency of optical method due to significant improvement of local blood microcirculation. In fig. 1 illustration of tissue oxygenation with optical radiation and acoustic waves is presented.

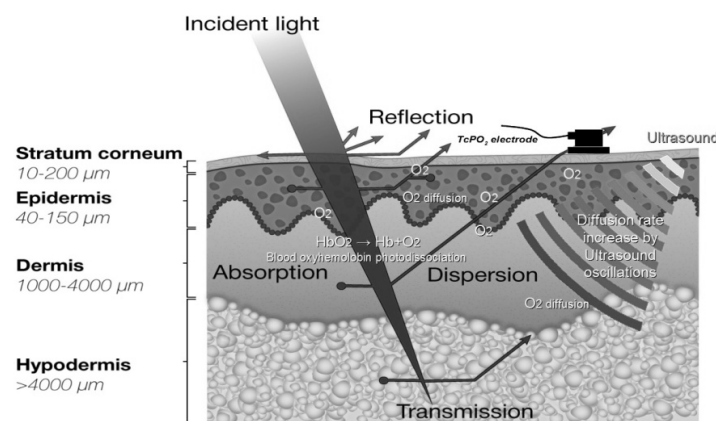


Fig. 1. Illustration of tissue oxygenation with optical and acoustic methods

The optical effect of laser-induced tissue oxygenation could be enhanced by applying the method of acoustic vibrations – ultrasound. It enhances blood microcirculation and in combination with the method of laser-induced tissue oxygenation the concentration of oxygen significantly increases. Experimental investigation of new opto-acoustic method of tissue oxygenation for restoring normal cell metabolism is presented in fig.2.

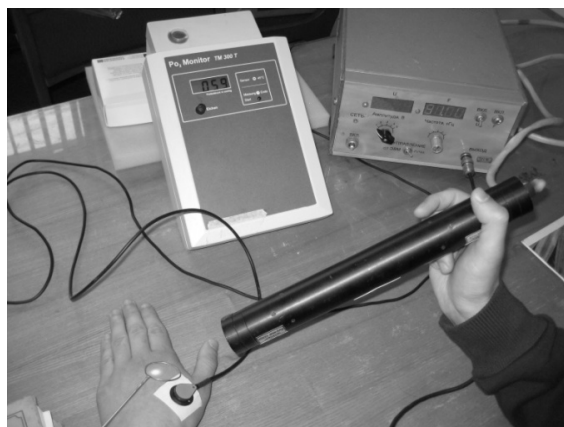


Fig. 2. Experimental measurements the effect of combined opto-acoustic method on the level of tissue oxygenation

The value of oxygen concentration usually is controlled by the method of transcutaneous oximetry. This method is based on direct measuring oxygen tension PO_2 in skin tissue.

Experimental measurements the effect of acoustic waves was carried out under at the amplitude of 1 to 5 volts and a frequency from 30 to 90 kHz. The exposure time of the acoustic waves ranged from several seconds up to few minutes. The results of the measurements show the influence of ultrasound, improves blood circulation about 12% that increases the degree of tissue oxygenation.

Thus, novel opto-acoustic method allows eliminate the deficit of oxygen until a new blood vascular net is formed. This result could be applied for those pathologies where elimination of tissue hypoxia is critical [3]. For example, hypoxia in cancer tissues that occurs due to the fast growth of cancer cells and disordering blood microcirculation. Therefore improving the oxygenation of solid tumor masses in order to eliminate hypoxia is the one of actual problems in modern oncology.

The obtained results show that combined opto-acoustic method of tissue oxygenation allows two times increase local oxygen concentration.

Thus, application of developing method can significantly improve the efficiency of therapeutic methods such as photodynamic, radio and chemotherapy of solid tumors. At the same time this method reduces unavoidable negative effect on normal cells surrounding tumor masses.

1. Asimov M. M. // Optics and Spectroscopy. 2013. V. 115. No. 5, P. 170–174.
2. Grim P. S // JAMA. 1990. V. 1. No. 263. P. 2216–2220.
3. Asimov M. M., Asimov R. M., Rubinov A. N., Gisbrecht A. I. // Journal of Basic and Applied Physics (JBAP). 2012. V. 5, No. 1. P. 37–42.

ИССЛЕДОВАНИЕ АБЛЯЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УФ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА ЗУБНЫЕ ТКАНИ

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно

E-mail: a.volodenkov@grsu.by

Для воздействия на биологические объекты были использованы электроразрядные ХеСl лазеры с длительностью импульса по полувысоте 7,5 нс и 10 нс.

Выполнено экспериментальное исследование по обработке зубной ткани излучением ХеСl-лазера с длительностью импульса генерации по полувысоте 7,5 нс и 10 нс. Для транспортировки излучения эксимерного лазера (308 нм) была использована система на основе зеркал и линз. Была использована фокусирующая линза с фокусным расстоянием 235 мм и излучение фокусировалось в овальное пятно со средним диаметром ~ 1 мм. Для получения различных величин энергии импульса излучения использовались наборы диафрагм и регулировка величины зарядного напряжения. Образцы зубной ткани облучались серией из 1000 импульсов.

На рис. 1 представлена зависимость глубины кратера в зубной эмали и зубном камне в зависимости от плотности энергии и плотности мощности после 1000 импульсов при длительности импульса по полувысоте 7,5 нс.

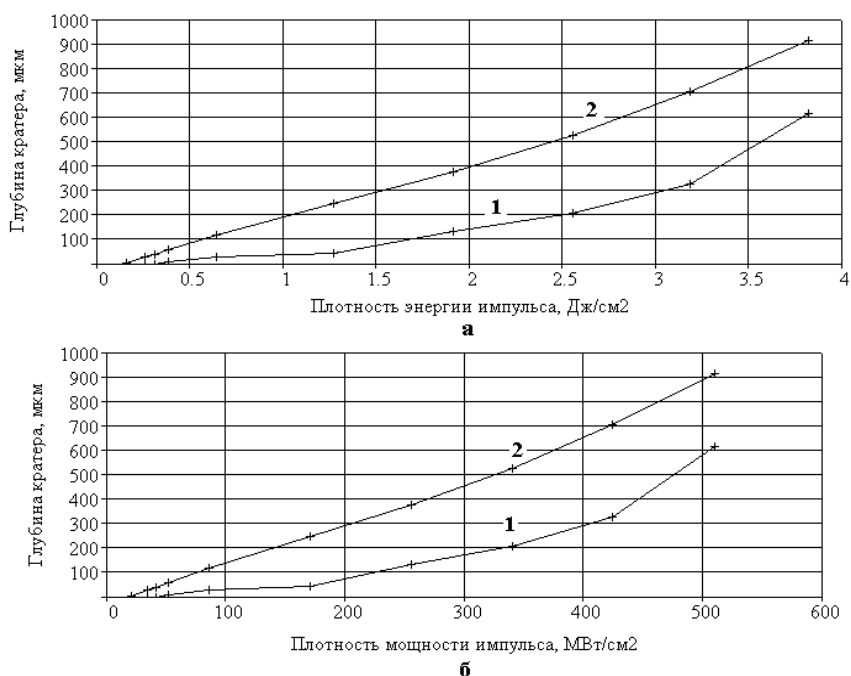


Рис. 1. Зависимость глубины кратера в зубной эмали (1) и зубном камне (2) от плотности энергии (а) и от плотности мощности (б)

Порог абляции зубной эмали составляет $0,3 \text{ Дж/см}^2$ (40 МВт/см^2), а порог абляции зубного камня $0,15 \text{ Дж/см}^2$ (20 МВт/см^2).

Поэтому диапазон плотности энергии $0,15 \text{ Дж/см}^2 < E/S < 0,3 \text{ Дж/см}^2$ может быть использован для эффективного удаления зубного камня с поверхности зубной эмали.

На рис. 2 представлена зависимость глубины кратера в зубной эмали и зубном камне в зависимости от плотности энергии и плотности мощности после 1000 импульсов при длительности импульса по полувысоте 10 нс.

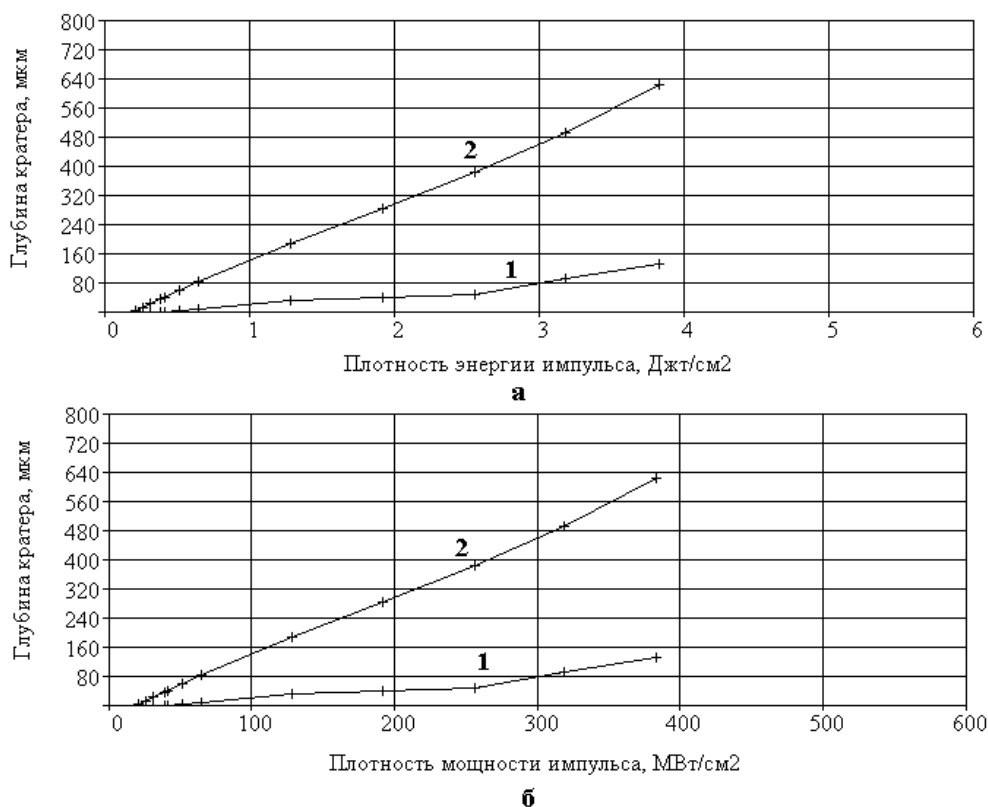


Рис. 2. Зависимость глубины кратера в зубной эмали (1) и зубном камне (2) от плотности энергии (а) и от плотности мощности (б)

Порог абляции зубной эмали составляет $0,4 \text{ Дж/см}^2$ (40 МВт/см^2), а порог абляции зубного камня $0,2 \text{ Дж/см}^2$ (20 МВт/см^2).

Поэтому диапазон плотности энергии $0,2 \text{ Дж/см}^2 < E/S < 0,4 \text{ Дж/см}^2$ может быть использован для эффективного удаления зубного камня с поверхности зубной эмали.

Таким образом, пороги абляции по плотности мощности для зубной эмали и зубного камня совпадают с достаточной точностью для лазеров с длительностью импульса по полувысоте 10 и 7,5 нс.

КВАНТОВАЯ ГЕМОТЕРАПИЯ: МОЛЕКУЛЯРНЫЕ АСПЕКТЫ

Г. А. Залесская, И. И. Калоша, Л. Г. Астафьева

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail:zalesskaya@imaph.bas-net.by

Медицина стала одной из областей, широко использующих лазерное излучение. Представления об эффективности воздействия оптического излучения на организм претерпели принципиальные изменения после внедрения в практику низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ). Однако первичные молекулярные механизмы медико-биологических эффектов НИЛИ оставались долгое время недостаточно изученными, также как возможности реализации таких преимуществ лазерного излучения как когерентность и поляризация.

Цель исследования – изучение молекулярных механизмов терапевтического действия фототерапии (ФГТ) – внутривенного и надвенозного облучения крови пациентов; сопоставление эффективности лазерных и нелазерных источников низкоинтенсивного оптического излучения.

Приводятся результаты комплексных исследований влияния внутривенного (ВЛОК) ($\lambda = 632.8, 670, 800$ нм) и надвенозного (НЛОК) ($\lambda = 670$ нм) облучения НИЛИ на спектральные характеристики крови, степень оксигенации, процессы метаболизма. Результаты воздействия НИЛИ на кровь сопоставляются с результатами экстракорпорального УФ облучения крови (УФОК) излучением ртутной лампы. Оценивается влияние лазерного и нелазерного излучения на медико-биологические эффекты ФГТ.

Показано, что поглощение кровью НИЛИ указанных длин волн вызывает фотодиссоциацию связей гем – лиганд, которая является первичным фотопроцессом, приводящим к превращению оксигемоглобина в деоксигенированный гемоглобин непосредственно в эритроцитах. В результате фотодиссоциации курс ФГТ изменял: степень насыщения гемоглобина (Hb) кислородом (S_{vO_2}), парциальные давления газов крови, содержание кислорода в облучаемой крови. На основании выполненных оценок сделан вывод, что также как при ВЛОК, так и при НЛОК и УФОК необходимым условием эффективного воздействия на биоткань является достаточное поглощение используемого излучения, зависящее от оптических характеристик биотканей. Показано, что при типичных для ФГТ режимах облучения наблюдаемые эффекты имеют нетепловую природу.

Анализируются закономерности фотомодификации крови когерентным и некогерентным излучением различных длин волн. Установлено, что фотоиндуцированные изменения характеристик оксигенации, отличавшиеся во время курса ФГТ и после его окончания, по-разному прояв-

лялись у отдельных пациентов, демонстрируя как положительные, так и отрицательные результаты, которые зависели от исходного значения S_vO_2 и фотоиндуцированных изменений (ΔS_vO_2), но не зависели от когерентности и поляризации применявшегося оптического излучения.

Фотоиндуцированные сдвиги в протекании метаболических процессов оказались взаимосвязанными с изменениями характеристик оксигенации крови и отличались для разных пациентов. Положительные и отрицательные сдвиги в содержании продуктов метаболизма зависели от их исходной концентрации и фотоиндуцированных изменений (ΔS_vO_2). Выявленная связь между изменениями содержания продуктов метаболизма и (ΔS_vO_2) подтверждает определяющую роль кислородзависимых процессов в нормализации метаболических нарушений.

Сделан вывод, что разное влияние облучения крови на пациентов обусловлено сильными отличиями в протекании кислородзависимых процессов при ФГТ. У разных пациентов по-разному изменялись: содержание кислорода в облучаемой крови, артериовенозная разница по кислороду, а, следовательно, утилизация кислорода тканями, содержание кислорода в клетках. Поэтому у отдельных пациентов изменения баланса между образованием активных форм кислорода (АФК) и их ингибированием антиоксидантными системами активировали метаболические процессы, а у других подавляли.

Увеличение концентрации кислорода в клетках при фототерапии приводит к активации дыхательной цепи и нормализации производства АФК, которые в физиологически допустимых количествах играют роль сигнальных молекул, стимулирующих в организме ряд полезных биологических откликов. Однако процесс генерации АФК должен контролироваться при ФГТ для достижения положительного эффекта без разрушения биологических структур.

Сделан вывод, что ФГТ – мощный метод защиты и сдерживания свободно-радикальных реакций, позволяющий организму успешно справляться с различными патологическими процессами. Однако дозозависимые эффекты противоположной направленности, также как неудовлетворительные результаты лечения некоторых пациентов показывают, что отрицательные эффекты – результат истощения антиоксидантной защиты при передозировках или неудовлетворительном исходном состоянии организма. Анализируются нерешенные проблемы ФГТ, рассматриваются возможные пути их преодоления.

1. Залесская Г. А. Фотомодификация крови терапевтическими дозами оптического излучения. Минск: Беларуская навука, 2014. 198 с.
2. Залесская Г. А., Калоша И. И. // Биофизика. 2014. Т. 59, № 4. С. 799–804.
3. Залесская Г. А. // Биофизика. 2015. Т. 60, № 3. С. 534–541.

МИКРОПРОЦЕССОРНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПЕРСОНИФИЦИРОВАННОЙ ЛАЗЕРОТЕРАПИИ

И. А. Кобак, А. М. Лисенкова, С. Н. Семенович,
М. А. Суровцев, В. А. Щербатюк

Белорусский государственный университет, Минск
E-mail: Semenovich@bsu.by

Очевидно, что нет в природе двух одинаковых людей, все организмы различны и именно поэтому в современной медицине существует реальная необходимость разработки алгоритмов, методов лечения и диагностики, которые бы составили основу индивидуальной медицины. Персонализированная медицина включает в себя индивидуальную диагностику с непрерывной процедурой измерения состояния организма человека и непрерывный контроль эффективности лечения [1]. Любые регистрируемые параметры организма человека артериальное давление, кардиоритмы, электроэнцефалограммы, биохимические параметры крови, тканей организма в норме и при заболеваниях – совершают хаотические колебания [2]. Постоянный мониторинг этих отклонений и коррекция терапевтического или лечебного воздействия при лечении позволяет корректно оценивать эффективность терапевтического воздействия. Значительно расширить диапазон интенсивностей, не нарушающих гармонию внутренних биоритмов организма, можно при дополнительной временной синхронизации воздействия на биосистему. Биоуправляемая модуляция лазерным облучением позволяет практически исключить передозировку [2].

В лазеротерапии чаще всего используют излучение красного и инфракрасного диапазонов, генерируемое в импульсном режиме с фиксированными длительностью, частотой следования импульсов и соответствующим временем экспозиции. Импульсный режим предпочтительнее воздействия с постоянной плотностью мощности, так как биосистемы реагируют на производную, а к постоянному уровню воздействия быстро адаптируются. Однако в большинстве выпускаемых терапевтических лазеров используются фиксированные частоты с равным периодом следования импульсов, хотя биоритмы на всех уровнях от субклеточного до организменного являются нелинейными негармоническими колебаниями с меняющимися периодами [3]. Если же принять за основу тот факт, что биологическим эталоном времени у человека является межпульсовый интервал, то использование этого эталона вместо отсчета в секундах или минутах позволит обеспечить одинаковые условия воздействия на биоткани и благодаря образованию тканевой памяти увеличить стабильность лечебного эффекта [1, 2].

Создано портативное микропроцессорное устройство для персонифицированной лазеротерапии позволяющее осуществлять синхронизацию управляющих импульсов для источника лазерного излучения в такт с сокращениями сердечной мышцы, регистрировать и задавать время экспозиции в пульсовых тактах, обеспечивать управляемую задержку импульсов воздействия и варьировать несущую частоту импульсного излучения.

Оптоэлектронный датчик пульса изготовлен на основе инфракрасного светодиода и фототранзистора. Фототранзистор регистрирует величину отраженного от биоткани излучения светодиода. Величина отраженной энергии изменяется в такт с пульсовой волной. Электрический сигнал с выхода фототранзистора усиливается операционным усилителем и поступает на вход аналогового компаратора уровня, а затем обработанный цифровой сигнал на вход управляющего микропроцессора. Программное обеспечение микропроцессора обрабатывает пульсовый сигнал и формирует сигнал индикации захвата пульсовой волны в виде вспышки индикаторного светодиода. Оператор устройства с помощью встроенной клавиатуры управления может установить длительность импульса лазерного излучения и частоту повторения, задержку по отношению к пульсовой волне и требуемое время экспозиции для процедуры лазерной терапии. Информация о выбранных параметрах отображается на встроенном символьном ЖК индикаторе. Для регулировки интенсивности лазерного излучения используется ШИМ регулятор тока через p - n переход лазерного диода. Мощность импульса оптического излучения контролируется с помощью фотодиода и встроенной схемы пикового детектора и АЦП.

Программное обеспечение микропроцессора позволяет реализовать различные схемы модуляции мощности излучения лазера синхронно с пульсовой волной для проведения экспериментальных процедур лазерной терапии, а для последующей оценки эффективности лазерной терапии обеспечивает запись вариации пульсовых интервалов в течении процедуры или в течении заданного интервала времени. Результаты измерения накапливаются во встроенной памяти микропроцессорного устройства и могут быть переданы для дальнейшей обработки на персональный компьютер по интерфейсу USB.

1. Еськов В. М., Хадарцев А. А., Каменев Л. И. // Вестник новых медицинских технологий. 2012. № 3. С. 25–28.
2. Загускин С. Л., Шангичев А. В. // Вестник новых медицинских технологий. 2008. № 2. С. 201–204.
3. Загускин С. Л., Загускина С. С. Лазерная и биоуправляемая квантовая терапия. М.: Квантовая медицина, 2005. 220 с.

УСТРОЙСТВО ПОИСКА И ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ТОЧКИ

В. А. Щербатюк, А. М. Лисенкова, В. В. Орешкевич

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lisenkova@bsu.by

К числу весьма перспективных направлений медицины относится неинвазивная лазерная диагностика, которая позволяет по изменению состояния биологически активных точек (БАТ) выявить отклонение функционирования органов и систем организма до возникновения их выраженной патологии. Разработка методик и аппаратных средств для поиска БАТ, диагностики и терапии путем лазерного воздействия на них важны для практической медицины ввиду их нетравматичности и малозатратности. Лазерная диагностика, позволяет избежать осложнений, связанных с повреждением покровов тела, прежде всего инфицирования (СПИД, вирусный гепатит и т. п.). Неинвазивность и безболезненность лазерного воздействия особенно важна для лиц пожилого возраста, детей, ослабленных больных.

Нами предложен бесконтактный метод поиска биологически активных точек с использованием оптического излучения, разработана схема и проведено моделирование в программе Electronic Workbench. В качестве излучателя применён лазерный диод ОР-652, использование которого позволяет определять местоположение БАТ и осуществлять воздействие на них. Схема питается низким напряжением (9 В), что важно для приборов медицинского назначения. На рис. 1 изображена структурная схема разработанного устройства поиска БАТ [1].

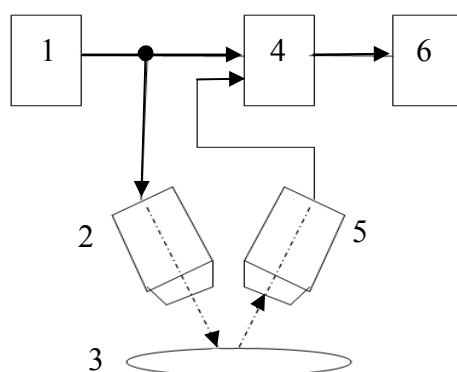


Рис. 1. Структурная схема устройства поиска БАТ:

1 – генератор импульсов, 2 – источник оптического излучения, 3 – исследуемый объект, 5 – приемник оптического излучения, 4 – устройство выборки-хранения, 6 – индикатор

Устройство работает следующим образом. Генератор 1 генерирует последовательность коротких импульсов, которые подают на источник излучения 2 и вход управления выборки-хранения 4. Устройство выборки-хранения 4 запоминает величину сигнала, существующего на выходе фотоприемника 5 в момент облучения поверхности кожи пациента 3 источником 2 узконаправленного излучения. Величина сигнала отображается на индикаторе 6, и контролируется оператором, принимающим решение о местоположении БАТ по интенсивности принимаемого отраженного сигнала.

Для реализации поиска БАТ с помощью лазерного излучения целесообразно использование элементной базы, позволяющей с минимальными затратами создать устройство с питанием от автономного источника. Совокупности требований удовлетворяет операционный усилитель ОР-07 или его отечественный аналог IL9002N. На рис. 2 приведена схема практической реализации устройства поиска БАТ. Она была оптимизирована в программе Electronic Workbench.

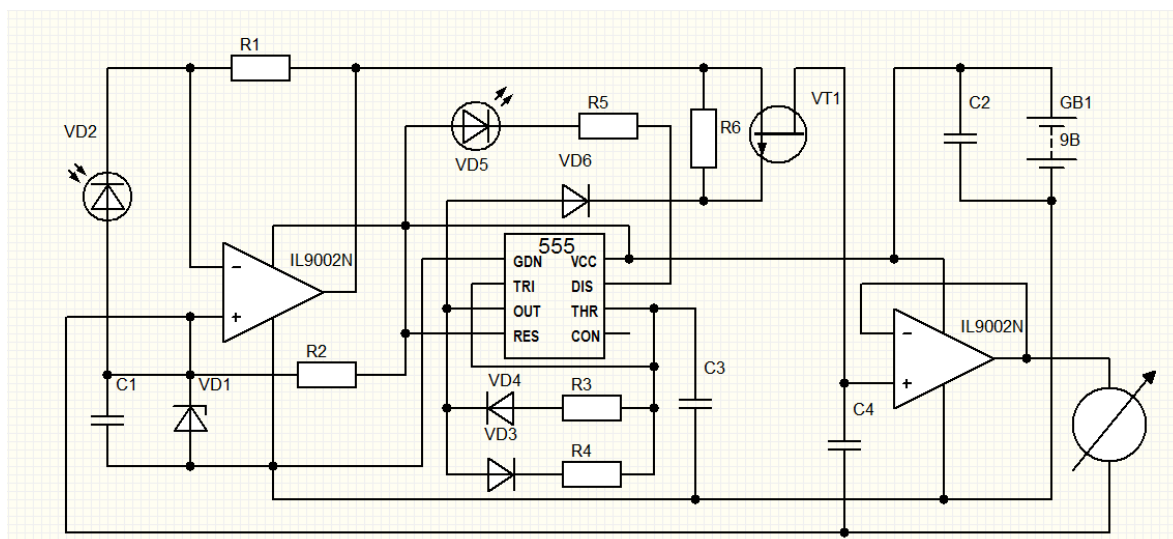


Рис. 2. Схема поискового устройства БАТ

Конструктивно прибор размещается в малогабаритном корпусе. Разработанное устройство позволяет снизить аппаратные затраты при высокой достоверности бесконтактного определения местоположения биологически активных точек за счет электронных методов обработки зондирующего оптического сигнала и сигнала на выходе фотоприемника.

1. Пат. 14891, МПК А 61 Н39/02. Устройство для определения местоположения биологически активных точек на теле человека / Лисенкова А. М., Лисенков Б. Н., Щербатюк В. А.; заявка № а 20091603, заявл. 12.11.2009; опубл. 30.10.2011 // Афицыйны бюлетэнь. 2011. № 5 (82). С. 71.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ТОЧКИ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ НАРУШЕНИЙ МЕТАБОЛИЗМА ПРИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ САХАРНОМ ДИАБЕТЕ

Н. М. Орёл, А. М. Лисенкова, Т. А. Железнякова
Белорусский государственный университет, Минск
E-mail: oryoln47@tut.by

Проведенные ранее исследования показали, что использование низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) эффективно для коррекции нарушений метаболизма при холестазе [1, 2].

Разработана методика лазерной коррекции изменений интенсивности процессов ПОЛ и состояния антиоксидантной системы в печени крыс с экспериментальным сахарным диабетом (СД) путем воздействия на биологически активные точки (БАТ) и в сочетании с введением лактоферрина.

Экспериментальный диабет вызывали путем однократного подкожного введения аллоксана тетрагидрата в дозе 150 мг/кг. Для облучения БАТ использовали полупроводниковый источник непрерывного излучения KLM-M650-40-5 с длиной волны $\lambda = 650$ нм. Мощность излучения на поверхности кожи – $P \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Вт; диаметр лазерного пучка – $\approx 1 \cdot 10^{-4}$ м². Облучали участок, соответствующий расположению БАТ на 3-й боковой линии живота справа, 5 раз по 10 минут с интервалом 1 сутки. Однократная доза облучения D составляла $\approx 3,0$ Дж, суммарная $\approx 15,0$ Дж. Лактоферрин вводили сразу после облучения внутривенно 5 дней по 540 мг/кг массы.

Установлено, что на фоне облучения БАТ и введения адаптогена в печени и почках крыс с СД практически нормализовалась активность СОД, скорость восстановления пероксида водорода каталазой демонстрировала тенденцию к снижению, но оставалась достоверно выше значений, характерных для контрольных животных. Концентрация ТБК-активных продуктов уменьшилась на 48 % и 60 % соответственно. Полученные результаты указывают на возможность использования методик лазерной коррекции в сочетании с введением лактоферрина для поддержания активности ферментов антиоксидантной защиты и состояния ПОЛ при СД.

1. Орёл Н. М., Пышко Е. С., Лисенкова А. М., Железнякова Т. А. //Лазерная физика и оптические технологии. Сборник трудов VIII междун. науч. конф. Мн.: Ин-т физики НАН Беларуси. 2010. Т. 1. С. 197–200..
2. Орёл Н. М., Пышко Е. С., Соколовский Д. Ю. и др. //Лазерная физика и оптические технологии. Матер. IX междун. науч. конф. Гродно: ГрГУ им. Я. Купалы. 2012. Ч 1. С. 118–20.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ УСИЛЕНИЕ АНТИГРИБКОВОГО ДЕЙСТВИЯ АМФОТЕРИЦИНА В

А. И. Третьякова¹, Л. Г. Плавская¹, А. В. Микулич¹, И. А. Леусенко¹,
В. Ю. Плавский¹, И. Л. Морозова², Т. Е. Кузнецова², А. Э. Пыж²,
Е. Л. Рыжковская², Н. И. Счастливая², В. С. Улащик²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Институт физиологии НАН Беларуси, Минск

E-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

Амфотерицин В – макроциклический полиеновый антибиотик, считающийся «золотым стандартом» в лечении заболеваний грибковой природы. В клинической практике препарат используется более 50 лет. Однако в последнее время в связи с усилением резистентности и появлением новых устойчивых штаммов эффективность применения указанного соединения значительно снизилась. В данной работе впервые показана возможность усиления фунгицидного действия амфотерицина В (в лекарственной форме «Фунгизон») за счет использования его способности выступать в качестве фотосенсибилизатора при воздействии излучения, соответствующего полосе поглощения лекарственного препарата. Достоинством сочетанного действия антибиотика и света является отсутствие резистентности у патогенной микрофлоры к деструктивному действию интермедиатов, генерируемых сенсибилизатором.

Детальные исследования структуры амфотерицина В показали, что данное соединение в водном растворе представляет собой совокупность мономерных, димерных и олигомерных форм. При этом фотосенсибилизирующая активность препарата обусловлена преимущественно мономерными формами, на что указывает отсутствие фотобиологического эффекта при облучении водных растворов амфотерицина и различных аминокислот излучением, соответствующим полосе поглощения антибиотика. В то же время, при облучении этих соединений в органических растворителях, в которых амфотерицин находится в мономерной форме, четко проявляется фотосенсибилизирующее действие антибиотика.

Отличительная особенность фотоники амфотерицина – запрещенный по правилам симметрии переход $S_0 \rightarrow S_1$; поглощение в УФ и видимой области спектра обусловлено переходом $S_0 \rightarrow S_2$. Показано, что регистрируемая флуоресценция водных растворов препарата объясняется, главным образом, испусканием мономеров как в канале $S_1 \rightarrow S_0$, так и $S_2 \rightarrow S_0$. Вопреки общепринятому мнению, вклад димерных форм во флуоресценцию незначителен. Основанием для вывода об отсутствии флуоресценции у димеров послужили результаты сравнения спектров возбужде-

ния флуоресценции и спектров поглощения очень разбавленных растворов амфотерицина, в которых препарат находится в мономерной форме, и растворов с преобладающим содержанием димерных форм. Кроме того, в спектре флуоресценции концентрированных растворов не удалось обнаружить дополнительных полос, которые можно было отнести к испусканию агрегированных форм препарата. Обнаружена также диссоциация агрегированных форм амфотерицина под действием возбуждающего УФ излучения на мономеры и их последующая флуоресценция как в канале $S_1 \rightarrow S_0$, так и $S_2 \rightarrow S_0$.

С помощью спектрально-люминесцентных методов установлено, что одной из мишеней фотодинамического действия амфотерицина являются ферменты системы гликолиза, что подтверждается светоиндуцированным ингибированием их активности. Фотодинамическому повреждению ферментов способствует их комплексообразование с амфотерицином. Показано, что в зависимости от типа биосубстрата его повреждение, сенсibilизированное амфотерицином, может реализовываться как по радикальному механизму, так и с участием синглетного кислорода. Сенсibilизированная амфотерицином генерация синглетного кислорода в водных средах подтверждена с использованием флуоресцентного зонда Singlet Oxygen Sensor Green – специфического флуоресцентного сенсора 1O_2 .

Способность амфотерицина выполнять функцию фотосенсibilизатора продемонстрирована также и на клеточном уровне (клетки почки африканской зеленой мартышки BGM) с помощью МТТ-теста. Показано, что при воздействии лазерного излучения синей области спектра (соответствующего полосе поглощения амфотерицина) на клетки, преинкубированные с фотосенсibilизатором, наблюдается их дозозависимая фотодеструкция (снижение выживаемости).

При моделировании контактного дерматита на депилированных участках кожи крыс показано также, что при воздействии излучения, соответствующего полосе поглощения амфотерицина, наблюдается двукратное усиление его фунгицидного действия.

Полученные результаты могут найти широкое применение в медицинской практике для лечения грибковых поражений кожи, полости рта, женской половой сферы и др. Наличие фотосенсibilизатора (амфотерицина В), разрешенного к применению, и фототерапевтической аппаратуры, соответствующей его спектру поглощения, позволяют разработать эффективные медицинские технологии.

ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ КУРКУМИНА НА КЛЕТКИ ЖИВОТНЫХ В КУЛЬТУРЕ

А. В. Микулич¹, Л. Г. Плавская¹, А. И. Третьякова¹, О. А. Козленкова¹,
И. А. Леусенко¹, Т. С. Ананич¹, В. Ю. Плавский¹, О. А. Казючиц²,
И. И. Добыш², Е. С. Николаевич²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Государственное предприятие «Академфарм», Минск, Беларусь

E-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

Исследованы абсорбционные, спектрально-флуоресцентные и фотосенсибилизирующие свойства куркумина в водных средах, органических растворителях и при взаимодействии с клетками животных в культуре. Используя специфичный флуоресцентный сенсор синглетного кислорода Singlet Oxygen Sensor Green, показано, что в водной среде куркумин практически не сенсибилизирует образования синглетного кислорода. При этом в водной среде сенсибилизатор склонен к агрегации и аутоокислению. Характерно, что связывание куркумина с белками плазмы, входящей в состав питательной среды, резко снижает скорость аутоокисления.

Сенсибилизирующее действие куркумина исследовали в отношении клеток почки африканской зеленой мартышки BGM в культуре. Клетки выращивали на среде MEM с 10 % сывороткой крупного рогатого скота. В качестве теста, свидетельствующего о фотодинамическом эффекте, сенсибилизированном куркумином, использовали МТТ-тест, позволяющий спектрофотометрически оценить жизнеспособность клеток после воздействия лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 405$ нм (плотность мощности $P = 25$ мВт/см²) на клетки, преинкубированные с указанным фотосенсибилизатором. При воздействии лазерного излучения синей области спектра (соответствующего полосе поглощения куркумина) на клетки, окрашенные фотосенсибилизатором, наблюдается их дозозависимая фотодеструкция. Фотобиологический эффект в значительной мере зависит также от физиологического состояния клеток, и концентрации фотосенсибилизатора. Скорее всего, фотодинамическое повреждение клеточных структур, сенсибилизированное куркумином, осуществляется за счет радикальных процессов, поскольку, с одной стороны, эффективность генерации синглетного кислорода в водных средах чрезвычайно низка ($\phi_{\Delta} < 0,01$), а с другой стороны, добавление к клеткам с куркумином известного тушителя синглетного кислорода азида натрия практически не сказывается на фотодинамическом эффекте.

МЕХАНИЗМ ФОТОПОВРЕЖДЕНИЯ КЛЕТОК В КУЛЬТУРЕ ПРИ ИХ СЕНСИБИЛИЗАЦИИ БИЛИРУБИНОМ

Л. Г. Плавская, А. В. Микулич, А. И. Третьякова, О. А. Козленкова,
И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск
E-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

Способность билирубина оказывать сенсibiliзирующее действие на биологические системы различного уровня структурной организации является предметом многочисленных исследований в связи с широким использованием фототерапии для лечения гипербилирубинемии новорожденных детей. Вопрос о возможных побочных эффектах такой фототерапии до сих пор продолжает оставаться актуальным.

Исследования, выполненные в настоящей работе, показали, что воздействие излучения светодиодных источников с максимумом полосы около 465 нм, соответствующего спектру поглощения билирубина, способно оказывать повреждающее действие на клетки в культуре, находящиеся в логарифмической стадии роста и предварительно инкубированные (2 ч) с билирубином (концентрация около 4 мкМ). В качестве критерия биологического действия оптического излучения выбран МТТ-тест, позволяющий спектрофотометрически оценить жизнеспособность клеток. Показано, что биологический эффект при воздействии излучения в присутствии билирубина в значительной мере зависит от физиологического состояния клеток, концентрации фотосенсибилизатора и дозы воздействующего излучения при ее изменении в диапазоне 1–25 Дж/см². Варьирование плотности мощности в 3–4 раза при соответствующей компенсации дозы за счет времени облучения практически не сказывается на фотобиологическом действии.

В отсутствие фотосенсибилизатора, а также при инкубации клеток с фотосенсибилизатором без светового воздействия эффект слабо выражен. Вид зависимости выживаемости клеток от энергетической дозы указывает на то, что сенсибилизатором выступает билирубин, а не его фотопродукты. Внесение тушителя синглетного кислорода – азида натрия в культуру клеток совместно с сенсибилизатором значительно снижает как повреждающее действие света в отношении клеток, так и степень обесцвечивания билирубина в растворе. Приведенные результаты указывают на участие синглетного кислорода в механизме сенсibiliзированного билирубином повреждения клеток, и находятся в хорошем соответствии с ранее полученными данными о способности билирубина генерировать синглетный кислород ($\gamma_{\Delta} = 0.02$) как в органическом растворителе, так и в составе комплекса с альбумином.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ БИОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭМБРИОНАЛЬНОМ И КЛЕТОЧНОМ УРОВНЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИДРОБИОНТОВ

В. Ю. Плавский¹, Н. В. Барулин², С. Б. Бушук¹, А. И. Водчиц¹,
И. А. Ходасевич¹, Л. Е. Батай¹, А. С. Грабчиков¹, А. И. Третьякова¹,
Л. Г. Плавская¹, А. И. Микулич¹, Т. С. Ананич¹, В. А. Орлович¹,
Н. С. Казак¹

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Белорусская государственная сельскохозяйственная академия, Горки,
Беларусь

E-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

В работе впервые выполнены сравнительные исследования биологической активности непрерывного, квазинепрерывного и импульсного лазерного излучения нано- и пикосекундного временных диапазонов низкой интенсивности при его одинаковой средней плотности мощности ($3,0 \text{ мВт/см}^2$). В качестве объектов воздействия использовались: зоопланктон (жаброногий рачок) *Artemia salina* L и сперма осетровых рыб. Тестом на воздействие лазерного излучения на зоопланктон являлся процент выклева науплиусов из цист после активации яиц в соленой воде в условиях поддержания стабильного теплового режима. Показателями биологического действия излучения на сперму рыб служили данные о продолжительности подвижности сперматозоидов, а также об их криволинейной скорости после активации водой. Показано, что, несмотря на существенные различия в пиковых значениях интенсивности воздействующего фактора, как непрерывное и квазинепрерывное излучение, так излучение нано- и пикосекундного диапазонов способно в определенном интервале дозовых нагрузок оказывать как стимулирующее, так и ингибирующее действие на все исследуемые параметры функциональной активности биологических систем. Характерно, что в случае нано- и пикосекундного режимов стимулирующее действие наблюдается в очень узком диапазоне доз: $30\text{--}60 \text{ мДж/см}^2$. При увеличении дозы наблюдается быстрое подавление функциональных характеристик биологических систем: при дозовой нагрузке $1,8 \text{ Дж/см}^2$ продолжительности подвижности сперматозоидов сокращается по сравнению с контролем более чем 2 раз. Эффект существенно зависит от спектрального диапазона излучения: при воздействии на зоопланктон излучения с длиной волны 808; 1176 и 1342 нм наблюдается стимуляция выклева науплий, а при воздействии излучения 632,8; 976 и 1064 нм – ингибирование. Поскольку лазерное излучение с длиной волны 1176; 1342 нм находится вне полосы поглоще-

ния эндогенных фотосенсибилизаторов, то возможную роль реакций с их участием следует исключить. По нашему мнению, в качестве акцепторов лазерного излучения ближней инфракрасной области спектра, определяющих его биологическое действие, выступают растворенный молекулярный кислород и вода – универсальная биологическая среда, играющая ведущую роль в поддержании и регуляции гомеостаза в живых системах. Учитывая низкое значение коэффициента молярной экстинкции триплет-синглетного перехода для молекулярного кислорода и относительно низкую плотность мощности воздействующего излучения (3 мВт/см^2) концентрация $^1\text{O}_2$ в биологической системе достаточно низка, чтобы вызвать заметное деструктивное действие. Скорее всего, его образование в биологической системе способно играть сигнальную (триггерную) функцию, влияющую на протекание биохимических и физиологических процессов в организме, например, таких как запуск апоптоза.

Впервые в независимых экспериментах на живых объектах (сперма рыб) получены данные, свидетельствующие о модифицирующем влиянии магнитного поля на глубину проникновения излучения в ткань, а также на показатели функциональной и биохимической активности биобъектов. Тестами, свидетельствующими о влиянии физических факторов на функциональную и биохимическую активность спермы, служили: скорость криволинейного движения сперматозоидов после их активации водой; процент активно-подвижных сперматозоидов в общей совокупности исследуемых образцов; активность ферментов, входящих в состав сперматозоидов. Исследование глубины проникновения в ткань осуществлялось с использованием лазерной конфокальной сканирующей микроскопии. Полученные результаты позволили сделать вывод, что наблюдаемые эффекты обусловлены конформационными перестройками биоструктур с жидкокристаллическим характером упорядочения (белки мышечной ткани, мультиферментные комплексы, структуры спермы и др.) в поле световой волны лазера и в постоянном магнитном поле. Изменение светопропускания биологических тканей под влиянием приложенного магнитного поля может быть следствием его ориентационного действия на биологические жидкокристаллические структуры. Прямым доказательством жидкокристаллического характера строения сперматозоидов является присущее им двулучепреломление, а также достоверное влияние постоянного магнитного поля на усредненную по времени скорость движения сперматозоидов вдоль его реальной траектории, как она воспринимается в двухмерном пространстве под микроскопом.

ЛАЗЕРО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ИНАКТИВАЦИЯ МИКРОБНЫХ КЛЕТОК

О. А. Казючиц¹, И. И. Добыш¹, К. Ю. Назарова¹, А. И. Третьякова²,
А. В. Микулич², И. А. Леусенко², Л. Г. Плавская², В. Ю. Плавский²

¹Государственное предприятие «Академфарм», Минск, Беларусь

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

E-mail: a.mikulich@ifanbel.bas-net.by

Одной из острых проблем современной медицины является возрастающая резистентность микробных клеток к действию антибактериальных препаратов. В данной работе исследовано инактивирующее действие, индуцированное низкоинтенсивным лазерным излучением (50 мВт/см^2) видимой области спектра (405 и 445 нм), без внесения экзогенных фотосенсибилизаторов на микробных клетках *S.aureus* ATCC 25923, *E.coli* ATCC 8359, *C.ablicans* ATCC 10231. Исследования показали наличие эффекта фотоинактивации клеток, зависящего от дозы воздействующего излучения и его длины волны. Так, если воздействие осуществляется оптическим излучением с длиной волны 405 нм, то практически полная гибель микробных клеток достигается при времени облучения 60 мин. (180 Дж/см^2). При использовании излучения с длиной волны 445 нм такой же фотобиологический эффект достигается при больших дозовых нагрузках (540 Дж/см^2). Данные результаты могут свидетельствовать о вовлечении в фотобиологические процессы различных эндогенных хромофоров при смещении длины волны излучения в длинноволновую область. С использованием спектрально-люминесцентных методов подтверждено наличие в исследуемых штаммах нескольких хромофоров, предположительно порфириновой и флавиновой природы. При нормировании сигнала флуоресценции по флавиновой составляющей показаны четкие различия в интенсивности флуоресценции порфириновой компоненты для различных типов микробных клеток. Наиболее высокая относительная концентрация порфиринового сенсибилизатора отмечается у *C.ablicans*, несколько ниже – у *E.coli* и слабо выражена – у *S.aureus*. Кроме фотохимических реакций, сенсибилизированных эндогенными соединениями, вклад в фотоповреждение микробных клеток могут вносить и процессы, связанные с фотодеструкцией ферментов, поглощающих в видимой области спектра.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ В СПЕЦИАЛЬНОМ ПРАКТИКУМЕ ПО ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ

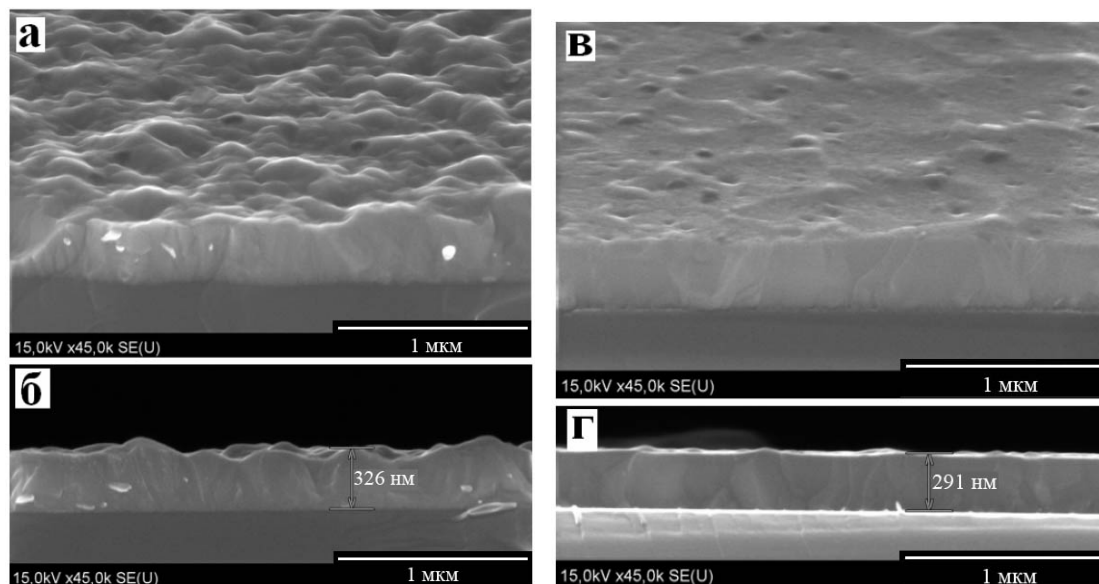
В. А. Зайков, Е. В. Вишневская, Г. Д. Ивлев, О. Р. Людчик, В. Н. Михей

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: valery48@tut.by

В настоящее время в БГУ разработан научно-учебный лазерный комплекс для обработки материалов на основе импульсных твердотельных лазеров [1], предназначенный для подготовки квалифицированных научных и инженерных кадров для республики Беларусь. Поэтому важной задачей является исследование возможностей комплекса и разработка учебных заданий специального лабораторного практикума. В данной работе рассмотрены методики использования комплекса по учебной теме: “Изучение процессов взаимодействия лазерного излучения с полупроводниковыми материалами”. В качестве объекта изучения выбраны такие материалы как кремний и слои кремний-германия (SiGe) на кремнии, выращенные методом химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ). Слои SiGe осаждали на промышленной установке “Изотрон 4-150” на НПО “ИНТЕГРАЛ” в типовом технологическом процессе.

На рис. 1 представлены микрофотографии структуры поли-Ge/Si, полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) после лазерного отжига при плотностях энергии $E = 0,8 \text{ Дж/см}^2$ и $1,2 \text{ Дж/см}^2$.

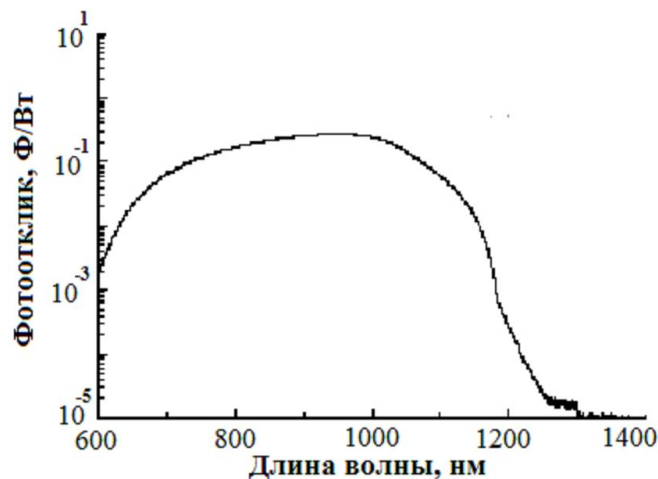


Слой SiGe выращен методом ХОГФ при $T = 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Лазерная обработка: (а, б) – $E = 0,8 \text{ Дж/см}^2$, (в, г) – $E = 1,2 \text{ Дж/см}^2$, (а, в) – вид сверху, (б, г) – вид сбоку.

Рис. 1. РЭМ микрофотографии структуры поли-Ge/Si, после лазерного отжига

Слои SiGe, выращенные методом ХОГФ, являются поликристаллическими, причем размер зерна зависит от температуры осаждения и увеличивается не менее, чем в 5–6 раз с ростом температуры от 470 до 600 °С. Из рассмотрения микрофотографий, очевидно, что лазерный отжиг слоев SiGe при $E = 1,2 \text{ Дж/см}^2$ приводит к образованию гладких структур.

На рис. 2 представлена фоточувствительность приборной структуры SiGe/Si, выращенной при температуре 600 °С и обработанной импульсным лазерным излучением с плотностью энергии $1,2 \text{ Дж/см}^2$.



Слой SiGe выращен при $T = 600 \text{ °С}$. Лазерная обработка: $1,2 \text{ Дж/см}^2$

Рис. 2 Фоточувствительность поли-Ge/Si структуры от длины волны

В ближнем ИК-диапазоне длин волн от 900 до 1100 нм чувствительность данной структуры составляет 0,25 - 0,3 А/Вт, что соответствует квантовой эффективности 25 - 30 %. Темновые токи составляют величину порядка 10 мкА при отрицательном смещении 1 В.

Исследования показали, что порог лазерного отжига зависит от состава полупроводника, качества состояния поверхности, длины волны и энергии лазерного импульса и варьируется в диапазоне от 0,3 до 1,0 мДж в импульсе при использовании излучения с длиной волны 1,06 мкм и фокусирующих линз с фокусным расстоянием от 40 до 90 мм.

Задания по изучению взаимодействия лазерного излучения с полупроводниковыми материалами включают установление зависимости размеров области отжига от энергии лазерного импульса, а также изучение морфологии поверхности после взаимодействия, а также электрофизических и оптических свойств лазерно-модифицированных полупроводниковых материалов и приборных структур на их основе.

1. Людчик О. Р., Зайков В. А., Вишневская Е. В., Михей В. Н. // Приборостроение-2014: Матер. 7-й Междунар. конф. Мн.: БНТУ, 2014. С. 439–441.

ПОДГОТОВКА СПЕЦИАЛИСТОВ В ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В БГУИР

А. Л. Гурский, Н. В. Тарченко, О. Д. Чернухо

Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники, Минск
E-mail: gurskii@bsuir.by

Развитие стран в современных условиях происходит главным образом за счет интеллектуальной деятельности, повышения технологического уровня производства и внедрения современных информационно-коммуникационных технологий (ИКТ), способствующих переходу от индустриального общества к информационному. Инфокоммуникации – понятие, введенное Международным союзом электросвязи, подразумевающее конвергенцию информационных технологии и телекоммуникаций, то есть неразрывную связь информационных и телекоммуникационных элементов информационного обмена, которые развиваются в процессе взаимного проникновения.

Тенденция к конвергенции транспортных и информационных услуг в системах связи требует подготовки специалистов, в равной степени хорошо владеющих вопросами как информационных, так и телекоммуникационных технологий.

В связи с этим на факультете телекоммуникаций Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники с 2013 года ведется подготовка инженеров по специальности 1–45 01 01 «Инфокоммуникационные технологии», в рамках которой интегрированы направления: Системы телекоммуникаций, Сети инфокоммуникаций, Системы связи специального назначения, Цифровое теле- и радиовещание, Системы распределения мультимедийной информации, Лазерные информационно-измерительные системы.

Применение лазерных и оптоэлектронных технологий обработки данных – одно из перспективных направлений развития техники инфокоммуникаций, включающей волоконно-оптические линии связи, системы хранения и визуализация данных, системы кодирования и криптозащиты. Необходимость более полного освоения оптического диапазона средствами связи вызвана также ограниченным частотным ресурсом и скоростными возможностями радиодиапазона в сочетании с взрывным ростом объема передаваемого трафика. Другой тенденцией является увеличение числа лазерно-оптических устройств в системах передачи, хранения и обработки информации. Указанные объективные потребности вызывают необходимость своевременной подготовки специалистов

соответствующего профиля, которыми станут выпускники ряда направлений специальности.

Особенностью техники оптического диапазона является значительная стоимость, что вызывает трудности в создании современной учебно-лабораторной базы. Принятое в БГУИР решение об открытии межкафедральной лаборатории для создания учебно-лабораторной базы лазерно-оптического направления позволило сосредоточить в ней дорогостоящее оборудование, предоставив его для совместного использования нескольким кафедрам, и решить проблему поддержки всего оптического направления в условиях дефицита финансовых средств.

Процедура создания лаборатории впервые велась в соответствии с введенной в университете системой менеджмента качества на основе детального плана, благодаря чему лаборатория была создана планомерно и своевременно. В результате были модернизированы имеющиеся и разработаны новые лабораторные работы, соответствующие современному уровню развития оптических телекоммуникационных технологий.

Созданная лаборатория в итоге позволяет обеспечить учебно-лабораторной базой группу из 10 дисциплин, относящихся к 4 специальностям, обеспечиваемым кафедрами факультета телекоммуникаций. Оборудование лаборатории позволяет проводить лабораторные работы по дисциплинам "Оптические системы и их компоненты", "Волоконно-оптические системы передачи", "Оптические системы передачи", "Методы и средства измерений", "Измерения в лазерных и оптоэлектронных системах", "Компоненты оптических систем", "Измерения в оптическом и СВЧ диапазонах", "Лазерные и оптоэлектронные системы передачи, локация и измерения", "Проектирование и техническая эксплуатация волоконно-оптических систем", "Пассивные и активные компоненты оптических систем", "Полупроводниковые источники излучения" на базе измерительного и диагностического оборудования белорусских и зарубежных производителей. В настоящее время лабораторные практикумы проводятся на 7 рабочих местах, которые могут быть сконфигурированы для выполнения нескольких лабораторных работ.

Особенность лаборатории – ее организация в виде двух обособленных зон – учебной и научно-исследовательской, где предусмотрены рабочие места для сотрудников НИЧ, магистрантов и аспирантов. Это позволяет оптимизировать использование дорогостоящего оборудования за счет сочетания его применения в учебных целях и для решения научно-исследовательских задач.

Перспективный план развития лаборатории включает совершенствование методического обеспечения лаборатории и укрепление ее материально-технической базы.

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ В НАУЧНО- УЧЕБНОЙ РАБОТЕ СТУДЕНТОВ И МАГИСТРАНТОВ

О. Р. Людчик, В. А. Зайков, Е. В. Вишневская, В. Н. Михей

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: lyudchik@bsu.by

Лазерные технологии материалов являются динамично развивающейся областью научных исследований. Эти технологии находят все большее применение в промышленности, в машиностроении, микроэлектронике, изготовлении сувенирной продукции. Лазерный отжиг, получение сплавов и покрытий с уникальными свойствами, сварка и резка, лазерная маркировка, формирование объемных изображений внутри прозрачных материалов – вот далеко не полный перечень задач, успешно решаемых сегодня при использовании автоматизированного лазерно-технологического оборудования [1–4].

Целью настоящей работы является исследование возможностей научно-учебного лазерного комплекса на основе импульсного лазера с диодной накачкой, а также разработка заданий для специального лабораторного практикума.

Комплекс включает в себя лазер с диодной накачкой, систему фокусировки и сканирования лазерного излучения, систему перемещения образцов, компьютер управления с установленным специальным программным обеспечением, а также современные системы регистрации характеристик лазерного излучения.

Научно-учебный лазерный комплекс имеет следующие основные характеристики: длина волны генерируемого лазерного излучения: 1,064 мкм, 0,532 мкм, 0,355 мкм, 0,266 мкм; частота повторения импульсов до 200 Гц; длительность импульса до 20 нс; энергия импульса излучения: до 25 мДж; минимальный диаметр области фокусировки 50 мкм; размер области обработки: 150x150x100 мм. Механическая часть содержит следующие узлы: автоматизированная и ручная система перемещения образцов в плоскости XY; автоматизированная установка фокусирующей линзы по координате Z; оснастка для крепления образца; закрытая стойка, исключаяющая выход лазерного излучения наружу.

Пакет лабораторных заданий имеет комплексный характер и предусматривает освоение на практике современных лазерных технологий обработки материалов.

В первом лабораторном задании изучается устройство и принцип работы импульсного лазера с диодной накачкой, исследуются его характеристики.

В основу заданий положен подход, предусматривающий теоретическое и экспериментальное изучение процессов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью непрозрачных твердых тел (металлов, полимеров, полупроводников, диэлектриков) и объемными областями прозрачных материалов, включая явления нагрева, плавления, испарения, образования плазмы, оптического пробоя. Задания предусматривают изучение влияния параметров лазерных импульсов и системы фокусировки на области разрушения на поверхности непрозрачных образцов и в объеме прозрачных материалов, а также позволяют определить оптимальные условия работы комплекса при лазерной обработке материала.

Задания по формированию объемных изображений внутри стеклоэлементов предполагают разработку заданного изображения с использованием одного из графических пакетов и последующее создание его внутри стеклоэлемента.

Задание по обработке полупроводниковых материалов проводится на таких материалах как кремний и слои кремний-германия (SiGe) на кремнии, выращенные методом химического осаждения из газовой фазы. Слои SiGe осаждали на промышленной установке "Изотрон 4-150" на ОАО "ИНТЕГРАЛ" в типовом технологическом процессе. В задании определяется зависимость порога лазерного отжига от состава полупроводника, качества состояния поверхности, длины волны и энергии лазерного импульса, а также устанавливается зависимость размеров области отжига от энергии лазерного импульса. В отдельном задании изучаются электрофизические и оптические свойства лазерно-модифицированных полупроводниковых материалов и структур на их основе.

В настоящее время научно-учебный лазерный комплекс на основе импульсного лазера с диодной накачкой используется в лабораторном практикуме на факультете радиофизики и компьютерных технологий Белгосуниверситета в системе подготовки научных и инженерных кадров для отечественной науки и промышленности.

1. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. М.: Мир, 1986. 504 с.
2. Kincade K, Anderson S. G. // Laser Focus World. 2007. Vol. 43. Issue 3.
3. Hu A. Alkhesho I., Zhou H., Duley W. W // Diamond and Related Materials. 2007. Vol.16. P.149–154.
4. Voevodin A. A. Capano M. A., Safriet A. J., Donley M. S. // Applied Physics Letters. 1996. V. 69, No. 2. P. 188–190.
5. Вейко В. П. Физико-технические основы лазерных технологий. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007.

МЕТОД ПРОЕКТОВ КАК ИНСТРУМЕНТ РЕАЛИЗАЦИИ КОМПЕТЕНТНОСТНОГО ПОДХОДА К ОБУЧЕНИЮ БУДУЩИХ ПЕДАГОГОВ

С. И. Чубаров, Н. Б. Яремчук

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск
E-mail: ito@bspu.by

В последние годы активно обсуждается вопрос о применении компетентностного подхода в обучении. Его ведение – это траектория обновления системы образования, которая во многом расходится с традиционным обучением и предполагает наличие по каждому направлению подготовки целого ряда общекультурных и профессиональных компетенций, которые должны сформироваться у будущего специалиста. Общекультурные и профессиональные компетенции должны быть дополнены более частными (предметными). Основная идея компетентностного подхода состоит в том, чтобы указать, для чего нужны будущему специалисту приобретенные компетенции в его будущей профессиональной деятельности. Исходя из вышесказанного, компетенции можно определить как самостоятельные дидактические единицы. Для формирования таких новых дидактических единиц не подходит то разнообразие методик традиционной дидактики, которое направлено на освоение фактического материала и формирование знаний.

Вокруг введения понятия компетенций в образовательный процесс возникает целый ряд проблем, из которых можно выделить три основные:

1. Отсутствие отработанных, универсальных методик и технологий формирования компетенций. Формирование конкретной компетенции может осуществляться не одной, а несколькими методиками или технологиями.
2. Отсутствие учебно-методического обеспечения (УМО) компетентностного учебного процесса. Существующие УМО ориентированы на традиционное обучение и не пригодны в условиях компетентностного подхода.
3. Отсутствие системы оценивания компетентностей. Традиционная теория педагогического оценивания учебных достижений, которая эффективно применяется для измерения знаний, умений и навыков, не подходит для измерения компетенций.

Для описанных выше проблем связанных с введением в образование будущего педагога компетентностного подхода можно выделить соответствующие им пути решения:

1. При выборе технологий обучения главенствующую роль играют базовые информационные технологии. Эти же технологии ложатся в основу тех компетенций, которыми должен обладать будущий педагог. То есть они выступают и в роли технологий, при помощи которых обучают и в роли технологий, которым обучают будущих педагогов, что позволяет показать компетенции педагога в практическом их приложении.

2. За основу построения учебно-методического обеспечения учебного процесса берется инновационная технология – проектный метод. В основе метода проектов лежит развитие познавательных навыков студентов, умений самостоятельно конструировать свои знания, ориентироваться в информационном пространстве, развитие критического и творческого мышления.

Реализация этого метода в рамках курса «Информационные технологии в образовании» состоит в том, что студенты самостоятельно выбирают предметную тему, проектируют и создают полноценный учебно-методический комплекс по выбранной теме, демонстрируя тем самым свою профессиональную компетентность. Он строится на подчинении приобретаемых при выполнении отдельных лабораторных работ и изучении теоретического материала компетенций достижению определенной цели и позволяет будущим педагогам продемонстрировать умение использовать их применительно к построению собственного проекта.

3. Метод проектов требует более прогрессивных методов оценки, которые позволят студентам рассматривать создание проекта как процесс, отдельные этапы реализации которого должны соответствовать определенным ожиданиям. Такая форма оценивания как рубрики позволяют учащимся лучше понять, что такое оценивание, на чем основываются критерии, и каким конкретным требованиям должен соответствовать итоговый продукт. Целью рубрик является контроль и корректировка процесса, а не только оценка конечного результата, .

Для оценивания проекта как итогового продукта, рубрики могут быть использованы:

- преподавателем при выставлении оценки за проект,
- студентами: для самооценивания; оценки своей работы в составе группы и работы всей группы; для перекрестного оценивания.

Подготовленные преподавателем рубрики для оценки проектов позволяют вовлечь студентов в процесс оценивания работ друг друга и выработать у них такую важную компетенцию педагога как оценивание.

ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ДИЗАЙН ЭЛЕКТРОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ РЕСУРСОВ

В. М. Зеленкевич, Г. Г. Беловский

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск

E-mail: genry52@tut.by

Процесс дидактического проектирования информационно-образовательной среды вуза – необходимая составляющая внедрения инновационных информационно-образовательных ресурсов в систему подготовки педагогических кадров. Педагогический дизайн электронных образовательных ресурсов (ЭОР) мы употребляем в данном контексте в смысле конструирования учебного процесса.

Педагогический дизайн ЭОР включает три основных этапа:

- педагогическое моделирование как процесс выработки модели ЭУМК на основе выбора концептуальной основы проектирования элементов ЭУМК;
- педагогическое проектирование как процесс отбора, анализа и структурирования учебного материала для планирования учебных ситуаций по каждому из выделенных в процессе анализа учебного материала учебных модулей;
- педагогическое проектирование как процесс реализации через педагогический дизайн и программирование в инструментальных средах педагогических учебных ситуаций.

На основе требований педагогического дизайна к созданию ЭОР был создан электронный учебно-методический комплекс (ЭУМК), предназначенный для использования в аудиторной и самостоятельной работе в сети компьютерного класса и на индивидуальных персональных компьютерах.

ЭУМК используется в преподавании дисциплины «Информационные технологии в образовании» по всем специальностям педагогического профиля, кроме физико-математического.

При разработке ЭУМК проводились дидактический анализ имеющихся и создание новых средств обучения для реализации учебных ситуаций а также экспертная оценка эффективности ЭУМК.

Педагогическое моделирование.

Общая идея – создание электронного учебно-методического комплекса на основе разработанной технологии обучения. Технология обучения основана на технологии программированного обучения и избранной методической системы [1, 3].

2. Педагогическое проектирование.

Все модули электронного учебно-методического комплекса выстроены в соответствии с этой идеей. Каждый учебный модуль (Видео, Графика и Web-публикации) представлены четырьмя этапами методической системы: представление, развитие, применение и интеграция.

В процессе педагогического проектирования авторы руководствовались основными принципами педагогического дизайна [2]:

структура ЭУМК выстраивается по иерархическому принципу;

материал учебных модулей отбирается, исходя из минимальной насыщенности, максимальной самостоятельности, учитываются межпредметные связи и дублирование;

дополнительный учебный материала и задания для самоконтроля носит необязательный характер;

построение возможных траекторий обучения и определение способов общения с преподавателем;

выбор основного инструментального средства для реализации информационной среды;

определение дизайнерских решений по выбору внешнего вида, цветовой гаммы, текстовых блоков, типов файлов видео-, звукового сопровождения и анимации.

3. Педагогическое конструирование.

Цель учебной ситуации соответствует этапу методической системы, деятельность педагога и ученика проектировалась, исходя из поставленной цели. Для реализации цели подбирались и создавались средства обучения в соответствии с требованиями к электронным образовательным ресурсам. На этапе педагогического конструирования осуществлялся выбор инструментальных средств для разработки элементов ЭУМК, компоновка и оформление текстов, иллюстративного материала, оформление ссылок на видео- звуковые и анимационные файлы, тесты и кроссворды, оформление дополнительного учебного материала и ссылок на него. В итоге формируется технологическая карта занятия – своеобразная матрица учебной деятельности педагога и обучаемых [3].

1. *Степаненков Н. К.* Педагогика школы: учеб. пособие, Н. К. Степаненков. – Минск: Адукацыя і выхаванне, 2007.
2. *Шалкина Т. Н., Запорожко В. В., Рычкова А. А.* Электронные учебно-методические комплексы: проектирование, дизайн, инструментальные средства. Монография. Оренбург, 2008 г.
3. *Беловский Г. Г.* // Журнал «Познавательный». 2013. 13 ноября. № 11.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ВЕБ-КВЕСТ ДЛЯ АКТИВИЗАЦИИ ПОЗНАВАТЕЛЬНОЙ УЧЕБНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ В ИНФОРМАЦИОННО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ ВУЗА

Н. И. Быковская, И. Н. Демченко, С. И. Чубаров

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск
E-mail: ito@bspu.by

На современном этапе в образовательной среде ВУЗа традиционно внедрено субъектно-ориентированное обучение, где преподаватель как субъект обучения создает педагогическую систему, для которой моделирует процесс обучения, определяя его содержание, методику и форму проведения, средства обучения. В свою очередь студенты, как участники педагогической системы (в общем ради которых она создается) достаточно инертны и зависимы, их деятельность сводится к усвоению и дальнейшему продуктивному применению новых знаний.

Глобальная информатизация внесла существенные изменения в процесс обучения, создала новую учебно-информационную среду, в которой учебный процесс гармонично взаимодействует с современными информационными технологиями. Следствием этого является появление субъектно-субъектного обучения, при котором студент, как субъект обучения, может сам выбирать методику, форму и средства обучения, т.е. моделировать свою индивидуальную образовательную траекторию, а преподаватель координировать его действия. Такое обучение позволит развить самостоятельность и инициативность студентов, раскрыть и реализовать личностный потенциал, позволит продуктивно действовать, синтезировать учебную информацию, анализировать полученные результаты и в итоге оценивать свою учебную деятельность.

Преподаватели в свою очередь изучают, осваивают и разрабатывают новые методики обучения, ориентированные на ресурсы Интернет. Прежде всего это связано с необходимостью выполнения студентами дополнительных внеаудиторных заданий как индивидуальных, так и групповых, а также проведения самостоятельной исследовательской работы в СНИЛ (поиск информации, сопоставление, анализ, обработка результатов, презентационная часть). Такой метод интеграции Интернет в образовательный процесс привел к появлению технологии Веб-квест.

Технология веб-квест (webquest) – использование образовательных сетевых ресурсов для организации и проведения проблемного обучения в виде групповой работы над проектом. Такое обучение может проходить как в on-line, так и off-line режиме. Платформой веб-квеста является ресурс сети (стартовый web-документ), разработанный педагогом-предметником для начала работы по квесту, своеобразная карта, которая дает представление о цели квеста, информационных ресурсах, этапах работы над проблематикой, вариантах отчета по квесту. Преподаватель, создающий веб-квест, должен быть не только компетентен в предметной области, но и владеть достаточно профессионально средствами современных информационных технологий (web 1, web 2.0, дистанционное обучение, прикладные программы).

Образовательный веб-квест можно создать средствами прикладных программ или языков программирования, или на основе разработанных шаблонов как в режиме on-line, так и в автономном off-line режиме.

В соответствии с программами учебных курсов образовательные веб-квесты подразделяются на тематические квесты, которые отражают отдельные модули учебной программы и на изучение которых отводится немного времени и сетевых ресурсов. Такие квесты идут параллельно изучаемой программе и включают в себя дополнительный учебный материал повышенной сложности, предназначенный для приобретения студентами соответствующих компетенций.

Второй разновидностью квестов являются продолжительные квесты, рассчитанные на изучение нескольких программных продуктов. Для реализации такого квеста необходимо достаточно большое количество времени и образовательных сетевых ресурсов. Целью продолжительного квеста является не только получение первичных знаний, а на базовой основе углубление и самое главное преобразование знаний по предметной области для дальнейшего конкретного применения.

Отчет по проработанному квесту должен соответствовать тематике изученного материала и представлен в виде электронного доклада (веб-ресурс, электронная публикация, по необходимости добавляется программный продукт).

ИНФОРМАЦИОННО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ СРЕДА ВУЗА КАК ФАКТОР ПОВЫШЕНИЯ КОНКУРЕНТОСПОСОБНОСТИ ПЕДАГОГИЧЕСКИХ КАДРОВ

С. И. Чубаров, В. В. Жукович, Е. В. Кулаковская

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск

E-mail: belarusiya@gmail.com

Во всем мире системы педагогического образования претерпевают глубокие изменения, проводится модернизация содержательного и процессуального аспектов.

Для соответствия требованиям вузы адаптируют учебный процесс к изменившимся условиям рынка. Задачами современного образования являются не получение определенного набора базовых теоретических знаний, а достижение практической результативности, реализация многоуровневой подготовки педагогических кадров.

Так, компетентностная ориентация процесса обучения, разработка педагогических методик, создание единой информационно-образовательной среды вуза, которую необходимо поддерживать средствами инновационных и информационно-коммуникационных технологий являются результатом перехода образования на мировую образовательную платформу.

Для достижения результативности и выполнения наиболее важных задач изменения системы высшего образования в нашей стране можно выделить следующие:

- оптимизация системы управления на основе системного внедрения информационно - коммуникационных технологий;
- осуществление системно-интегрирующих мероприятий и решений в рамках информатизации вуза, направленных на повышение его конкурентоспособности и рентабельности (реорганизация действующей корпоративной информационной системы вуза, интеграция ее в единую информационно-коммуникационную образовательную среду).

Следует заметить, что в научной литературе отсутствует единый подход к определению содержания информационной образовательной среды. Анализ трудов по данному вопросу позволяет нам сделать выводы:

- информационно-образовательная среда рассматривается в решении задач совершенствования дидактической теории, практики применительно к новым образовательным условиям;

– информационно-образовательная среда влияет на описание моделей учебного процесса, в которых применяются возможности информационных технологий, позволяющие более результативно организовать индивидуальную и коллективную работу преподавателя и обучающихся. Поэтому различия в понимании данного определения во многом определяются концептуальными подходами к использованию информационных и телекоммуникационных технологий в образовательном процессе.

Процесс формирования информационно-образовательной среды требует создания соответствующей информационной инфраструктуры и разработку информационных образовательных ресурсов, в соответствии с программами и потребностями учебного процесса.

В качестве контентного наполнения информационно-образовательной среды могут рассматриваться следующие компоненты:

– электронные учебно-методические комплексы, включающие в себя электронные учебники, компьютерные программы, лабораторные практикумы и др.;

– научно-образовательные порталы и системы дистанционного обучения, что является ключевым компонентом информационно-образовательных ресурсов.

По мнению А. С. Курылева, именно информационный ресурс в современных условиях выступает в качестве основной единицы информатизации образования.

Рассматривая вопрос о типах информационных научно-образовательных ресурсов, необходимо отметить, что выделяют четыре основных:

- библиотеки (электронные библиотеки);
- программные средства;
- компьютерные словари и справочники, компьютерные обучающие и тестирующие системы;
- интернет-каталоги и ресурсы и т.п.

Таким образом, создание в вузе высокотехнологичной информационно-образовательной среды, отвечающей требованиям интерактивности и коммуникативности процесса обучения является одним из важнейших условий обеспечения конкурентоспособности педагогических кадров и обеспечивает постоянное инновационное развитие вуза, рост качества образования на основе применения новых информационных технологий.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФЕССИОНАЛЬНЫХ КОМПЕТЕНТНОСТЕЙ БУДУЩИХ УЧИТЕЛЕЙ ФИЗИКИ И ИНФОРМАТИКИ НА ОСНОВЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ТРАЕКТОРИЙ

И. А. Малевич¹, В. В. Жукович²

¹Республиканский институт высшей школы, Минск

²Белорусский государственный педагогический университет

им. М. Танка, Минск

E-mail: belarusiya@gmail.com

Современным постулатом модели образования является позиция о переходе от теории «образование на всю жизнь» к концепции «образование через всю жизнь». Достижение цели получения знаний и реализации воспитательных задач, основанных на новых социальных потребностях и ценностях связано с индивидуализацией образовательного процесса. Индивидуальные образовательные траектории - целенаправленно проектируемая дифференцированная образовательная программа, обеспечивающая будущих учителей позицией субъекта выбора, разработки и реализации образовательной программы (С. В. Воробьева, Н. А. Лабунская, А. П. Тряпицына.). Понятие «образовательный маршрут, образовательная траектория» обширно используется в системе дополнительного образования, выступая немаловажной составляющей, которая определяет успешность формирования профессиональных компетентностей.

Эффективность научно-методического формирования профессиональных компетентностей сопровождается новыми методами, формами, технологиями соответствующие ориентированности развития современного образования. Индивидуальная образовательная траектория будущих учителей физики и информатики представляет собой целенаправленно проектируемую дифференцированную образовательную программу. (Е.В. Бондаревская, С. В. Кульневич, В.В. Сериков и др.)

Цель реализации индивидуальной образовательной траектории - развитие профессиональной компетентности педагога [2]. Анализ педагогической литературы показал, что понятие «индивидуальная образовательная траектория» имеет широкое значение и характеризуется многими линиями реализации образовательной траектории:

- содержательный (вариативные учебные планы и образовательные программы, определяющие индивидуальный образовательный маршрут);
- деятельностный (специальные педагогические технологии);
- процессуальный (организационный аспект).

Таким образом, образовательные траектории - установленная последовательность элементов учебной деятельности каждого будущего педа-

го по реализации собственных образовательных целей, соответствующую их способностям, возможностям, мотивации, интересам.

Разработанные образовательные программы обладают характерными особенностями в определении целей, содержания, технологий их реализации и оценивания результатов. Показателями эффективности образовательного процесса является качественные изменения уровня развития профессиональных компетентностей будущих учителей физики и информатики.

Требования к образовательному результату, выделенные в программах (кроме знаний, умений, навыков) включают в себя и требования к опыту их применения, характерные для компетентного подхода. Использование данного подхода отражает основную особенность экспериментальных программ - вариативность.

В программе выделены инвариантный и вариативный компоненты. Инвариантная составляющая отражает обязательную часть содержания. Вариативная составляющая направлена на удовлетворение индивидуальных познавательных и профессиональных потребностей будущих учителей физики и информатики.

Построением индивидуальной образовательной траектории основано на оценке уровня подготовки будущих учителей физики и информатики на основе различных диагностик. В зависимости от их уровня предлагается создание индивидуальной образовательной траектории по направлениям базового, организационно-педагогического или предметно-углубленного уровня.

В результате обучения учителей физики и информатики на основе индивидуальных образовательных траекторий происходит совершенствование профессиональных образовательных компетенций, определяющих готовность к реализации педагогической деятельности и успешность ее выполнения.

Таким образом, подводя итог всему вышесказанному, можно сделать следующие выводы:

- технология построения траекторий образования позволит повысить показатели способностей студентов, их научного потенциала с учетом желаний, потребностей, мотиваций;
- обоснованные условия выбора и реализации студентами индивидуальных образовательных траекторий в процессе обучения позволят сформировать профессиональные компетентности будущих учителей.

МЕТОДИКА РЕАЛИЗАЦИИ CASE STUDY В ПРОФЕССИОНАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКЕ СТУДЕНТОВ СРЕДСТВАМИ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

Н. И. Быковская, И. Н. Демченко, С. И. Чубаров

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск
E-mail: ito@bspu.by

Особенностью современного образования является переход на субъектно-субъектное обучение, которое реализуется с использованием современных информационных технологий. Одной из инновационных педагогических технологий является технология кейс-стади (case-study).

Кейс-стади (case-study) – это технология реализации проблемного (ситуационного) обучения средствами web-сервисов и технологий дистанционного обучения. Она предлагает методику решения проблемы в конкретной практической ситуации с учетом сложившихся условий. Для реализации предложенной технологии в процессе обучения сначала подготавливается кейс, т.е. специально подобранный материал позволяющий формировать у обучающихся способность к анализу, принятию решений, умение продуктивно работать в команде, самостоятельный поиск информации.

Кейс как единый информационный комплекс состоит из трех частей: описание конкретной ситуации, сопровождение и задания к кейсу, вспомогательная информация. Материал в кейсе может быть вариативен в своем представлении, например один модуль (иллюстративный пример с визуальными данными, флеш-анимация, звуковые и видео подкасты) или в виде нескольких объединенных модулей. Материалы кейса разрабатывают сами преподаватели или могут предлагать методические разработки коллег. Доступ к такому кейсу осуществляется через аккаунт преподавателя или курс в ДО в виде ссылок на соответствующие сайты.

Наиболее эффективно в образовательной среде вуза для реализации технологии кейс-стади использовать возможности дистанционного обучения. Кейсы привязываются к учебному модулю курса, которому соответствует рассматриваемая проблематика. Студенты объединяются в wiki-сообщества и совместной работой в учебной среде ДО реализуют цели кейса. Сопровождение по кейсу осуществляется преподавателем через web-форум или в режиме чата. Сетевые преподаватели осуществляют контроль участия обучаемых в работе над проблематикой и оценку компетенций, общаясь с ним при помощи вышеизложенных технологий.

ОРГАНИЗАЦИЯ КОМПЛЕКСНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ НА БАЗЕ ADOBE CONNECT ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ПЕДАГОГИЧЕСКИХ КАДРОВ

В. В. Жукович, Е. В. Кулаковская

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск

E-mail: belarusiya@gmail.com

Дистанционное обучение становится чрезвычайно популярной формой обучения в силу своего удобства и гибкости. Оно устраняет основной барьер, удерживающий многих профессионалов и деловых людей от продолжения образования, избавляет от необходимости посещать занятия по установленному расписанию. Обучающиеся дистанционно могут выбирать удобное для себя время занятий согласно собственному расписанию. Дистанционное обучение применимо к широкому спектру образовательных программ и курсов, начиная от курсов повышения квалификации, не имеющих аккредитации, заканчивая аккредитованными программами высшего образования, которые реализуют возможность тесного общения студентов со своими преподавателями и сокурсниками. Для обеспечения эффективного взаимодействия, при дистанционном обучении используется целый набор инструментов, включая интерактивные компьютерные программы, Интернет, электронную почту, телефон, факс и обычную почту.

Все виды учебной деятельности осуществляются посредством: педагогического общения преподавателя (тьютора) со студентом в аудитории или с использованием электронных средств связи; самостоятельной работы студента со средствами обучения.

Учебный процесс при дистанционном обучении включает в себя все основные формы традиционной организации учебного процесса: лекции, семинарские и практические занятия, лабораторный практикум, систему контроля, исследовательскую и самостоятельную работу студентов с использованием дистанционного и контактного форматов. Дистанционный формат – это самостоятельная работа (выполнение практических, лабораторных и СРС заданий, написание курсовых работ) на образовательном портале, в непосредственном контакте с преподавателями в режиме off-line и on-line. Контактный формат обучения – это аудиторные учебные занятия, все контрольные мероприятия: сдача экзаменов, защита курсовых, расчетно-графических работ, итоговая государственная аттестация. Все эти формы организации учебного процесса позволяют осу-

существовать на практике наиболее гибкое комбинирование самостоятельной познавательной деятельности студентов с различными источниками информации, оперативного и систематического взаимодействия с ведущим преподавателем курса или тьютором и групповую работу студентов. В качестве основных технологий, используемых для организации изучения теоретического материала при дистанционном обучении, можно выделить видео-лекции и мультимедиа-лекции. Организация комплексного использования системы дистанционного обучения на базе Adobe Connect позволяет улучшить качество учебного процесса, используя вебинары-лекции, он-лайн поддержку обучающихся, обмен информацией в режиме реального времени. Вебинары могут быть совместными и включать в себя сеансы голосований и опросов, что обеспечивает полное взаимодействие между аудиторией и преподавателем.

Платформа Adobe Connect располагает необходимым набором модулей для организации процесса обучения:

- модуль Meeting – для проведения виртуальных встреч, семинаров – синхронное взаимодействие;
- модуль Training – для организации дистанционного обучения – асинхронное взаимодействие;
- модуль Webcast – для организации одноразовых online мероприятий на хостинговых ресурсах Adobe;
- модуль Events – вспомогательный модуль для модулей Meeting и Training для обеспечения автоматической регистрации на семинары, рассылки информации по участникам, отчетности и другой деятельности по управлению масштабными событиями.

Необходимо отметить, что под тренингами многие понимают также и «очную» встречу, т. е. синхронное взаимодействие. В терминах Adobe Connect это модуль Meeting. Под Training понимается именно асинхронное взаимодействие, т.е. возможность создать заранее курс, основанный на наборе материалов, подписать на него участников тренинга для того, чтобы они могли независимо проходить обучение, тестирование в назначенный период времени. Очная встреча, т. е. Meeting, может быть частью тренинга.

Внедрение Adobe Connect в учебный процесс позволяет организовать эффективное взаимодействие с территориально распределенными пользователями, а также использовать насыщенный мультимедийный контент при проведении лекций и вебинаров.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Агабеков В. Е. – 119
Агашков А. В. – 20
Алиева В. Б. – 62
Ананич Т. С. – 300, 302
Ануфрик С. С. – 66, 73, 75, 77, 137, 178, 289
Арабей С. М. – 28, 242
Аршинов К. И. – 168
Асимов М. М. – 285
Асимов М. М. – 73, 232
Асимов Р. М. – 285
Астафьева Л. Г. – 291
Афоненко А. А. – 92, 95, 97
- Баззал Х. – 188, 190
Базылевич В. А. – 140
Байдусь Н. В. – 92
Балыкин И. В. – 143
Барулин Н. В. – 302
Барун В. В. – 225
Батай Л. Е. – 302
Батьян А. Н. – 285
Беловский Г. Г. – 313
Белько Н. В. – 44
Блохин А. П. – 58, 60
Божко В. В. – 64
Божко Н. А. – 46, 64
Борздов А. В. – 109
Борздов В. М. – 109
Булойчик Ж. И. – 264, 266, 268, 270, 272, 274
Буничев А. П. – 105
Бурбан А. В. – 34
Бурмаков А. П. – 192
Буть А. И. – 137
Бушук С. Б. – 302
Быковская Н. И. – 315, 321
- Варанецкий А. М. – 20
Васильев С. В. – 193, 195
Васильчук А. С. – 213, 214
Веренич П. И. – 172
Вертелис В. – 64
Виленчиц Б. Б. – 164, 166
Вихрова О. В. – 92
- Вишневская Е. В. – 121, 305, 309
Власов А. Т. – 36
Власукова Л. А. – 85
Водчиц А. И. – 302
Войнилович А. Г. – 90
Войтиков С. В. – 68
Волкова И. А. – 244, 248
Володенков А. П. – 75, 77, 289
Воропай Е. С. – 44, 56, 188, 190, 279, 281
Вырко С. А. – 36, 38, 40
- Гасенкова И. В. – 33
Гацкевич Е. И. – 55
Гизбрехт А. – 232
Гончаренко И. А. – 127
Гончаров В. К. – 156, 176, 211
Горобец В. А. – 122
Грабчиков А. С. – 302
Гронин С. В. – 90
Гулис И. М. – 138
Гурский А. Л. – 107, 307
Гусаков Г. А. – 176
- Данильчик А. В. – 81
Дашкевич В. И. – 68
Демченко И. Н. – 315, 321
Державец Л. А. – 264, 268
Дзюбенко М. И. – 66
Дикарева Н. В. – 92
Длугунович В. А. – 33, 117
Добыш И. И. – 300, 304
Докукина Т. В. – 274
Дорогуш Е. С. – 95, 97
Дрозд А. Н. – 103
Дудчик Ю. И. – 18
Дунина Е. Б. – 47, 152
- Есьман С. С. – 232
- Жаркий Н. В. – 193
Ждановский В. А. – 117
Жевняк О. Г. – 113
Железнякова Т. А. – 140, 241, 297
Живулько В. Д. – 49

- Жигулин Д. В. – 115
 Жукович В. В. – 317, 319, 322
 Жумарь А. Ю. – 33
- Заварин Е. Е. – 83
 Загорский А. Е. – 9
 Зажогин А. П. – 183, 185, 188, 190, 264, 266, 268, 270, 272, 274
 Зайков В. А. – 53, 187, 305, 309
 Залесская Г. А. – 291
 Замковец А. Д. – 30
 Запольская А. А. – 129
 Звонков Б. Н. – 92
 Зеленкевич В. М. – 313
 Зимич А. И. – 34
 Зноско К. Ф. – 75, 77, 289
 Золотов С. А. – 79
 Зорин В. П. – 234, 283
- Иванов А. П. – 225
 Иванов А. Ю. – 193, 195
 Иванов В. И. – 133, 145
 Иванов Н. И. – 133, 145
 Иванов С. В. – 90
 Ивлев Г. Д. – 55, 187, 305
 Иллюшко Н. В. – 46
 Ильюшонок А. В. – 127
 Исаевич А. В. – 117
 Истомин Ю. П. – 281
- Кабанов В. В. – 105, 170
 Кабанов Д. М. – 105, 170
 Кажукаускас В. – 64
 Казак Н. С. – 119, 302
 Казючиц О. А. – 300, 304
 Калоша И. И. – 291
 Каплевский К. Н. – 44, 276, 281
 Карих Е. Д. – 102, 147, 148, 149
 Катаркевич В. М. – 3, 5, 42
 Кисляков Е. Ф. – 40
 Климко Г. В. – 90
 Климович И. М. – 53, 187
 Клочко Т. Р. – 227
 Кобак И. А. – 293
 Кожич Д. Т. – 28
 Козадаев К. В. – 156
 Козленкова О. А. – 300, 301
- Козлов В. Л. – 213, 214
 Кольчевский Н. Н. – 16, 18, 125
 Колядко Ж. В. – 9
 Комаров Ф. Ф. – 44, 53, 85, 187
 Комяк А. И. – 183, 185
 Конойко А. И. – 127
 Кононенко В. К. – 236
 Копыцкий А. В. – 193
 Корза Е. В. – 157
 Корниенко А. А. – 47, 152
 Корниенко Т. А. – 65
 Королик О. В. – 53
 Корольков М. В. – 197
 Коростик К. Н. – 215, 217
 Коротаев Н. А. – 219
 Кравченко И. Е. – 283
 Крапивная О. Н. – 168
 Красненкова Т. П. – 276
 Крейдич А. В. – 117
 Крекотень О. В. – 211
 Крох Г. В. – 11, 13
 Круплевич Е. А. – 117
 Крученок Ю. В. – 42
 Кубарко А. И. – 244, 248, 262
 Кугейко М. М. – 159, 160, 162, 217, 252, 255, 257, 262
- Кузнецова Т. Е. – 298
 Кулак Г. В. – 11, 13
 Кулаковская Е. В. – 317, 322
 Кулешов В. Н. – 192
 Кунцевич Б. Ф. – 122
 Купреев А. Г. – 138
 Курилкина С. Н. – 119
 Курман П. В. – 56
 Курьян Н. Н. – 178
- Лавыш А. В. – 56
 Лебедок Е. В. – 105, 170
 Леоненя М. С. – 88
 Лепарский В. Е. – 142
 Лепешкевич Г. В. – 115
 Леусенко И. А. – 298, 300, 301, 304
 Лисенкова А. М. – 241, 293, 295, 297
 Луговский А. А. – 56, 279
 Луговский А. П. – 56, 276, 279
 Лунёв С. В. – 34
 Лундин В. В. – 83

Лутковский В. М. – 278
Луценко Е. В. – 49, 81, 83, 90
Лысенко С. А. – 159, 160, 162, 248, 262
Людчик О. Р. – 53, 121, 187, 192, 305,
309
Людчик Ю. О. – 121
Лявшук И. А. – 137
Ляликов А. М. – 137

Мавричев А. С. – 264, 268
Макаревич А. В. – 24
Макаров В. В. – 211
Малевич И. А. – 319
Малый С. В. – 7, 8
Малышев С. А. – 95
Мамедов Т. Г. – 62
Мамилов С. О. – 232
Мартьянов А. К. – 51
Марченко И. В. – 26
Марчук С. А. – 274
Маскевич А. А. – 56
Маслова Г. Т. – 264, 268
Мацукович А. С. – 157
Машедо Н. В. – 107
Мащенко А. Г. – 119
Микаелян Г. Т. – 105
Микитчук Е. П. – 156
Миксюк Ю. И. – 65
Микулич А. В. – 298, 300, 301, 304
Микулич А. И. – 302
Мильчанин О. В. – 44, 85
Митьковец А. И. – 119
Михей В. Н. – 121, 305, 309
Мищенко В. Н. – 111
Морозова И. Л. – 298
Мудрый А. В. – 49
Муравский А. А. – 119
Мухуров Н. И. – 33

Назарова К. Ю. – 304
Назарчук П. Ф. – 34
Наливайко О. Ю. – 115
Насек В. М. – 279
Насенник Л. Н. – 117
Невдах В. В. – 168
Некоркин С. М. – 92
Некрошюс А. – 64

Нечипуренко Н. И. – 266, 270, 272
Николаев А. Е. – 83
Николаев С. В. – 66
Николаевич Е. С. – 300
Никоненко С. В. – 117
Никончук И. С. – 174
Новицкий Д. В. – 3, 5
Новосад А. В. – 46, 64

Одринский А. П. – 62
Орёл Н. М. – 241, 297
Орешкевич В. В. – 295
Орлова А. С. – 7
Орлович В. А. – 68, 302
Охрименко И. П. – 125

Павловский В. Н. – 49, 81, 83, 88, 90
Пархоменк И. Н. – 85
Патапович М. П. – 270, 272, 274
Пашковская И. Д. – 270, 272
Петров П. В. – 16, 18, 125
Петров П. Т. – 279, 281
Пильгун А. В. – 278
Пиляк К. Ю. – 24
Плавская Л. Г. – 298, 300, 301, 302, 304
Плавский В. Ю. – 298, 300, 301, 302,
304

Поведайло В. А. – 58, 60
Пожар В. В. – 66
Поклонская О. Н. – 51
Поклонский Н. А. – 36, 38, 40
Поляков А. В. – 129, 131
Понявина А. Н. – 30
Попечиц В. И. – 150, 219
Попов В. К. – 164, 166
Привалов В. Е. – 79
Прокопенкова Т. Д. – 131
Прокопчик К. Ю. – 192
Проц О. Н. – 24
Пузырев М. В. – 176
Пунтус В. С. – 236
Пучковский И. Н. – 122
Пыж А. Э. – 298

Ральченко В. Г. – 51
Раткевич С. В. – 38, 40
Ржеуцкий Н. В. – 81, 83

- Романов И. А. – 85
 Ропот П. И. – 24
 Рыжевич А. А. – 119, 140, 142, 143
 Рыжковская Е. Л. – 298
 Рябцев В. Н. – 127
- Савин С. С. – 51
 Садофьев Ю. Г. – 99
 Саечников В. А. – 221, 223
 Саечников К. А. – 65
 Сазонко Г. Г. – 66, 73
 Самцов М. П. – 44, 56, 234, 276, 279, 281, 283
 Сахаров А. В. – 83
 Свитенков И. Е. – 49
 Седов В. С. – 51
 Седова И. В. – 90
 Семенович С. Н. – 293
 Семкин А. О. – 22
 Скицюк В. И. – 227
 Смирнов А. Г. – 135, 142
 Смунев Д. А. – 252, 255, 257
 Собчук А. Н. – 248, 262
 Соловьев К. Н. – 242
 Солоневич С. В. – 140, 142, 143
 Сорокин С. В. – 90
 Сперанский Д. С. – 109
 Спиридонов А. А. – 221, 223
 Станишевский И. В. – 242
 Стецик В. М. – 215
 Ступакевич В. Ю. – 176
 Суровцев М. А. – 293
 Счастливая Н. И. – 298
 Сягло А. И. – 38
- Таманович В. В. – 117
 Танин А. Л. – 266
 Тарасов Д. С. – 44, 279, 281
 Тарковский В. В. – 66
 Тарченко Н. В. – 307
 Толкачева В. А. – 58
 Толстик А. Л. – 65
 Третьякова А. И. – 298, 300, 301, 302, 304
 Третьяк А. П. – 46
 Трохимчук П. П. – 180
 Трущенко М. Н. – 266
- Турцевич А. С. – 115
- Улащик В. С. – 298
 Умрейко Д. С. – 183, 185
 Умрейко С. Д. – 183
 Ушаков Д. В. – 92, 99
- Фадаиян А. Р. – 188, 190
 Федосов С. А. – 46
 Филимоненко Д. С. – 135
 Фираго В. А. – 199, 203, 207, 244, 248, 262
 Фомичева Л. А. – 47, 152
- Хило Н. А. – 14, 20, 119, 143
 Хило П. А. – 14
 Хилько Г. И. – 18
 Хлудеев И. И. – 234
 Ходасевич И. А. – 302
 Холенков А. В. – 117
 Хомич А. А. – 51
 Хомич В. В. – 159, 160, 162
 Хотра О. – 244, 262
- Цацульников А. Ф. – 83
 Цуприк И. М. – 278
- Чекан П. В. – 172
 Чернухо О. Д. – 307
 Чернявский В. А. – 242
 Чиж А. Л. – 95
 Чубаров С. И. – 311, 315, 317, 321
 Чумаков А. Н. – 172, 174
- Шабров Д. В. – 105
 Шавель С. С. – 122
 Шалатонин И. А. – 221, 223
 Шарангович С. Н. – 22
 Шаронов Г. В. – 164, 166
 Шепелевич В. В. – 24
 Шиченко Н. А. – 285
 Шишкарев В. В. – 150
 Шпак П. В. – 170
 Шульга А. В. – 154
- Щербатюк В. А. – 293, 295
- Эфендиев Т. Ш. – 3, 5, 42

- Юревич В. А. – 26
Юревич Ю. В. – 26
- Яблонский Г. П. – 49, 81, 83, 88, 90
Яковец И. В. – 283
Яковлев Д. Л. – 58, 60
Яремчук Н. Б. – 311
Ясинский В. М. – 135
Яскевич Ю. Р. – 18
- Asimov M. M. – 287
Asimov R. M. – 287
Bezdrovnyaya O. N. – 70
Von Borczyskowski C. – 31
Gohler C. – 31
Gurkalenko Yu. A. – 70
Krasselt C. – 31
Lopin V. – 70
Maslov V. V. – 70
Minchenya V. T. – 287
Ostendorf A. – 228
Pereverzev N. V. – 70
Plaksiy G. – 70
Pritula I. M. – 70
Puzikov V. M. – 70
Saetchnikov A. V. – 228
Saetchnikov V. A. – 228
Seyidov M. H. Yu. – 62
Stupak – 31
Tcherniavskaia E. A. – 228
Zenkevich E. – 31

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Новицкий Д. В., Катаркевич В. М., Эфендиев Т. Ш.</i> Теоретическая модель РОС-лазера на светоиндуцированных поляризационных решетках	3
<i>Катаркевич В. М., Новицкий Д. В., Эфендиев Т. Ш.</i> Кинетика излучения РОС-лазера на основе светоиндуцированной решетки поляризации	5
<i>Малый С. В., Орлова А. С.</i> Электродинамические модели неоднородных экранов и покрытий на основе многоканальных матриц рассеяния.....	7
<i>Малый С. В.</i> Численное исследование оптических свойств металлodieлектрических систем из тонких пленок с периодически модулированной структурой.....	8
<i>Колядко Ж. В., Загорский А. Е.</i> Использование прямого решения уравнений Максвелла и параксиального приближения для моделирования распространения двумерного пучка	9
<i>Кулак Г. В., Крох Г. В.</i> Влияние светоиндуцированных решеток на акустооптическое взаимодействие бесселевых световых пучков в одноосных гиротропных кристаллах	11
<i>Кулак Г. В., Крох Г. В.</i> Акустооптическое преобразование бесселевых световых пучков в двуосных гиротропных кристаллах	13
<i>Хило П. А., Хило Н. А.</i> Генерация бесселевых световых пучков второй гармоники в кристаллах с радиально-периодической нелинейностью	14
<i>Кольчевский Н. Н., Петров П. В.</i> Исследование геометрических характеристик рентгеновских преломляющих 3D линз.....	16
<i>Яскевич Ю. Р., Кольчевский Н. Н., Петров П. В., Хилько Г. И., Дудчик Ю. И.</i> Компьютерное моделирование распространения излучения в многоэлементных преломляющих рентгеновских линзах.....	18
<i>Агаишков А. В., Хило Н. А., Варанецкий А. М.</i> Теоретическое и экспериментальное исследование отрицательного фазового сдвига при прохождении света через пленки диэлектрик-металл	20
<i>Семкин А. О., Шарангович С. Н.</i> Моделирование дифракционных характеристик чирпированных голографических КПЖК фотонных структур при воздействии пространственно-неоднородного электрического поля	22
<i>Макаревич А. В., Шепелевич В. В., Проц О. Н., Пиляк К. Ю., Ропот П. И.</i> Исследование ориентационной зависимости дифракционной эффективности голограмм в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при различных толщинах кристалла	24
<i>Юревич Ю. В., Юревич В. А., Марченко И. В.</i> Устойчивость нутационных колебаний в излучении, отражённом тонкой плёнкой.....	26
<i>Кожич Д. Т., Арабей С. М.</i> Электронные и колебательные спектры донорно-акцепторных производных тиофена.....	28
<i>Замковец А. Д., Понявина А. Н.</i> Спектральные свойства тонких органических пленок, допированных плазмонными наночастицами	30
<i>Zenkevich E., Stupak, Gohler C., Krasselt C., von Borczyskowski C.</i> Time-resolved spectroscopy of single quantum dots	31

<i>Длугунович В. А., Гасенкова И. В., Жумарь А. Ю., Мухуров Н. И.</i> Двухлучепреломление в упорядоченных нанопористых пленках из оксида алюминия	33
<i>Лунёв С. В., Бурбан А. В., Зимич А. И., Назарчук П. Ф.</i> Энергия ионизации мелких доноров в Δ_1 - модели монокристаллов германия.....	34
<i>Власов А. Т., Поклонский Н. А., Вырко С. А.</i> Энергетика переключения метастабильных состояний фрагмента графена с топологическими дефектами.....	36
<i>Поклонский Н. А., Раткевич С. В., Вырко С. А., Сягло А. И.</i> Квантово-химический расчет графеновых наночешуек с донорами и акцепторами по периметру	38
<i>Поклонский Н. А., Вырко С. А., Кисляков Е. Ф., Раткевич С. В.</i> Молекула фталоцианина олова между графеновыми плоскостями как терагерцевый осциллятор	40
<i>Катаркевич В. М., Крученок Ю. В., Эфендиев Т. Ш.</i> Влияние наночастиц серебра на фотостойкость активированного красителем желатинового геля.....	42
<i>Белько Н. В., Самцов М. П., Тарасов Д. С., Каплевский К. Н., Воронай Е. С., Мильчанин О. В., Комаров Ф. Ф.</i> Оптические свойства самоорганизованных нанотрубок на основе полиметинового красителя.....	44
<i>Божко Н. А., Федосов С. А., Новосад А. В., Третьяк А. П., Иллюшко Н. В.</i> Взаимодействие компонентов AgSbSe_2 и PbSe , термоэлектрические свойства монокристаллов на их основе	46
<i>Корниенко А. А., Дунина Е. Б., Фомичева Л. А.</i> Влияние возбужденных конфигураций на силы линий абсорбционных переходов иона тербия в оксидных кристаллах.....	47
<i>Свитенков И. Е., Павловский В. Н., Луценко Е. В., Яблонский Г. П., Мудрый А. В., Живулько В. Д.</i> Стимулированное излучение в облученных протонами пленках Cu(In,Ga)Se_2 для солнечных элементов.....	49
<i>Седов В. С., Поклонская О. Н., Хомич А. А., Мартьянов А. К., Савин С. С., Ральченко В. Г.</i> Центры окраски в легированных кремнием алмазных пленках	51
<i>Зайков В. А., Королик О. В., Климович И. М., Комаров Ф. Ф., Людчик О. Р.</i> Термостабильность и оптические свойства тонких плёнок TiAlN на кремнии	53
<i>Гацкевич Е. И., Ивлев Г. Д.</i> Численное моделирование наносекундного лазерного нагрева тонких плёнок TiAlN/Si	55
<i>Луговский А. А., Маскевич А. А., Самцов М. П., Воронай Е. С., Луговский А. П., Лавыш А. В., Курман П. В.</i> Оптические свойства флуоресцентных зондов на основе новых производных тетрафенилэтилена.....	56
<i>Блохин А. П., Поводайло В. А., Толкачева В. А., Яковлев Д. Л.</i> Дуальная флуоресценция некоторых цис-азосоединений.....	58
<i>Блохин А. П., Поводайло В. А., Яковлев Д. Л.</i> Вращательная деполяризация флуоресценции меченных олигонуклеотидов	60
<i>Одринский А. П., Мамедов Т. Г., Seyidov M. H. Yu., Алиева В. Б.</i> Модификация вклада в релаксацию фотоотклика термоэмиссии с дефектов в электрентном состоянии монокристалла TlGaSe_2	62

<i>Новосад А. В., Вертелис В., Божко В. В., Некрошюс А., Божко Н. А., Кажукаускас В.</i> Долговременная релаксация фотопроводимости монокристаллов $\text{CuInS}_2\text{--ZnIn}_2\text{S}_4$	64
<i>Корниенко Т. А., Миксюк Ю. И., Саечников К. А., Толстик А. Л.</i> Диагностика светоиндуцированных неоднородностей в фоторефрактивных кристаллах титаната висмута.....	65
<i>Ануфрик С. С., Сазонко Г. Г., Тарковский В. В., Дзюбенко М. И., Николаев С. В., Пожар В. В.</i> Твердотельные лазерные среды на основе полиуретановых матриц с добавками наночастиц	66
<i>Войтиков С. В., Дашкевич В. И., Орлович В. А.</i> Моделирование диодно-накачиваемого Nd:YVO_4 ВКР-лазера с поглощением лазерного излучения ионами неодима на верхнем лазерном уровне.....	68
<i>Bezdrovskaya O. N., Maslov V. V., Pritula I. M., Puzikov V. M., Plakhsy G., Gurkalenko Yu. A., Lopin V., Pereverzev N. V.</i> Fluorescence features of laser dyes for 570–800 nm region in sol-gel silica	70
<i>Асимов М. М., Ануфрик С. С., Сазонко Г. Г.</i> Новые активные среды для перестраиваемых лазеров на красителях	73
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф.</i> Упрощенная модель эмиссионных характеристик разряда в смеси паров ртути и аргона	75
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф.</i> Методика моделирование XeCl -эксилампы тлеющего разряда	77
<i>Золотов С. А., Привалов В. Е.</i> Распределение температуры вдоль активного элемента He-Ne лазера.....	79
<i>Данильчик А. В., Ржеуцкий Н. В., Павловский В. Н., Луценко Е. В., Яблонский Г. П.</i> Оптическое усиление в InGaN/GaN электролюминесцентных гетероструктурах, выращенных на кремниевых подложках.....	81
<i>Ржеуцкий Н. В., Луценко Е. В., Павловский В. Н., Яблонский Г. П., Сахаров А. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е., Николаев А. Е., Цацульников А. Ф.</i> Люминесценция гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN , выращенных в различных условиях	83
<i>Комаров Ф. Ф., Романов И. А., Власукова Л. А., Мильчанин О. В., Пархоменк И. Н.</i> Структура и фотолюминесценция кристаллического кремния с нанокристаллами InSb , сформированными высокодозной ионной имплантацией	85
<i>Леоненя М. С., Павловский В. Н., Яблонский Г. П.</i> Случайная генерация лазерного излучения на двух длинах волн в смеси микропорошков ZnSe и CdSe	88
<i>Войнилович А. Г., Павловский В. Н., Луценко Е. В., Яблонский Г. П., Сорокин С. В., Седова И. В., Гронин С. В., Климко Г. В., Иванов С. В.</i> Лазерные характеристики гетероструктур A^2B^6 с одной вставкой квантовых точек Cd(Zn)Se/ZnSe в расширенном оптическом волноводе.....	90

<i>Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Некоркин С. М., Звонков Б. Н., Байдусь Н. В., Вихрова О. В., Дикарева Н. В.</i> Мощностные характеристики InGaAs/GaAs/InGaP-лазеров с вытекающей модой	92
<i>Афоненко А. А., Дорогуш Е. С., Малышев С. А., Чиж А. Л.</i> Фазовая модуляция излучения лазерных диодов в режиме внешней оптической синхронизации	95
<i>Дорогуш Е. С., Афоненко А. А.</i> Нерезонансное увеличение полосы прямой модуляции полупроводникового лазера в режиме оптической инжекции	97
<i>Ушаков Д. В., Садофьев Ю. Г.</i> Перестройка частоты генерации GaAs/AlGaAs квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона на основе трех квантовых ям при изменении молевого состава коллекторного барьера	99
<i>Карих Е. Д.</i> Схемы формирования комбинированной внешней обратной связи в инжекционном лазере	102
<i>Дрозд А. Н.</i> Собственная энергия электронов при взаимодействии с фононами в двухподзонной системе	103
<i>Шабров Д. В., Кабанов В. В., Лебедок Е. В., Кабанов Д. М., Микаелян Г. Т., Буничев А. П.</i> Излучатель на основе мощной матрицы лазерных диодов	105
<i>Гурский А. Л., Машедо Н. В.</i> Анализ колориметрических характеристик LED излучателей белорусского рынка	107
<i>Борздов В. М., Сперанский Д. С., Борздов А. В.</i> Определение полярного угла рассеяния электронов на ионизированной примеси в полупроводниках методом Монте-Карло	109
<i>Мищенко В. Н.</i> Моделирование дрейфовой скорости электронов в GaAs/Al _x Ga _{1-x} As гетероструктуре с использованием метода Монте-Карло	111
<i>Жевняк О. Г.</i> Моделирование методом Монте-Карло туннельного тока в субмикронных МОП-транзисторах	113
<i>Наливайко О. Ю., Турцевич А. С., Лепешкевич Г. В., Жигулин Д. В.</i> Исследование начальных стадий роста пленок германия в горизонтальном реакторе пониженного давления	115
<i>Длугунович В. А., Ждановский В. А., Исаевич А. В., Крейдич А. В., Круплевич Е. А., Насенник Л. Н., Никоненко С. В., Таманович В. В., Холенков А. В.</i> Обеспечение единства измерений в области лазерной и оптоэлектронной техники в Республике Беларусь	117
<i>Митьковец А. И., Курилкина С. Н., Хило Н. А., Казак Н. С., Мащенко А. Г., Рыжевич А. А., Агабеков В. Е., Муравский А. А.</i> Светоизлучающие устройства для записи информации	119
<i>Вишневская Е. В., Людчик О. Р., Людчик Ю. О., Михей В. Н.</i> Принципы записи информации внутри оптически прозрачных материалов	121
<i>Горобец В. А., Кунцевич Б. Ф., Пучковский И. Н., Шавель С. С.</i> Особенности работы активно-импульсных систем видения на наклонных трассах	122

<i>Охрименко И. П., Петров П. В., Кольчевский Н. Н.</i> Спутниковая поисково-мониторинговая система	125
<i>Гончаренко И. А., Конойко А. И., Ильюшонок А. В., Рябцев В. Н.</i> Векторный волоконно-оптический датчик деформаций несущих конструкций	127
<i>Поляков А. В., Запольская А. А.</i> Волоконно-оптический элемент памяти регенеративного типа	129
<i>Поляков А. В., Прокопенкова Т. Д.</i> Оптоволоконное устройство для температурного мониторинга при нефтедобыче.....	131
<i>Иванов В. И., Иванов Н. И.</i> Метод низкокогерентной оптико-волоконной диагностики высокочастотных двухфазных рассеивающих сред	133
<i>Смирнов А. Г., Филимоненко Д. С., Ясинский В. М.</i> Лазерные технологии при изготовлении оптоволоконных элементов.....	135
<i>Ануфрик С. С., Буть А. И., Лявчук И. А., Ляликов А. М.</i> Когерентные способы обработки снимков расфокусированных решеток.....	137
<i>Гулис И. М., Купреев А. Г.</i> Определение параметров выходной апертуры в дисперсионном зеркальном спектрометре с осевым прохождением светового пучка	138
<i>Железнякова Т. А., Базылевич В. А., Рыжевич А. А., Солоневич С. В.</i> Методы нахождения оптической оси диффузно отраженного лазерного пучка.....	140
<i>Рыжевич А. А., Солоневич С. В., Смирнов А. Г., Лепарский В. Е.</i> Устройство для дефектоскопии покрытия на внутренней цилиндрической поверхности.....	142
<i>Рыжевич А. А., Солоневич С. В., Хило Н. А., Балыкин И. В.</i> Устройство на основе двуосного кристалла для формирования радиально или азимутально поляризованного лазерного пучка	143
<i>Иванов В. И., Иванов Н. И.</i> Особенности интерпретации спектра сигналов дистанционной лазерной спекл-виброметрии	145
<i>Карих Е. Д.</i> Определение параметров микроколебаний по спектру сигнала самосмещения в полупроводниковом лазере	147
<i>Карих Е. Д.</i> Кепстральный анализ эхо-сигнала квантового приемника на основе полупроводникового инжекционного лазера	148
<i>Карих Е. Д.</i> Лазерный датчик микровибраций с параметрическим представлением сигнала.....	149
<i>Попечниц В. И., Шишкарёв В. В.</i> Спектральные свойства визуализаторов ионизирующих излучений на основе растворов красителей, содержащих ортофосфорную кислоту.....	150
<i>Фомичева Л. А., Корниенко А. А., Дунина Е. Б.</i> Определение параметров ковалентности иона Tb ³⁺ в эльпасолите методами оптической спектроскопии	152
<i>Шульга А. В.</i> Внутррезонаторная спектроскопия волноводных мод тонкоплёночных структур.....	154

<i>Гончаров В. К., Микитчук Е. П., Козадаев К. В.</i> Оценка параметров наночастиц благородных металлов по данным оптической спектроскопии	156
<i>Корза Е. В., Мацукович А. С.</i> Применение ГКР при идентификации материалов живописи.....	157
<i>Лысенко С. А., Кугейко М. М., Хомич В. В.</i> Метод определения вертикальных профилей объемных концентраций аэрозольных частиц по данным многоволнового лидарного зондирования.....	159
<i>Лысенко С. А., Кугейко М. М., Хомич В. В.</i> Метод получения пространственных распределений респирабельных фракций аэрозоля в атмосфере по данным многочастотного лидарного зондирования	160
<i>Лысенко С. А., Кугейко М. М., Хомич В. В.</i> Методы калибровки многочастотного лидара	162
<i>Виленчиц Б. Б., Попов В. К., Шаронов Г. В.</i> Защита оптических элементов градиентно-фотометрического анализатора аэродисперсных сред от загрязнений на основе применения вихревых цепочек Кармана. Шахматная схема цепочек	164
<i>Виленчиц Б. Б., Попов В. К., Шаронов Г. В.</i> Защита оптических элементов градиентно-фотометрического анализатора аэродисперсных сред от загрязнений на основе применения вихревых цепочек Кармана. Симметричная схема цепочек.....	166
<i>Аришинов К. И., Крапивная О. Н., Невдах В. В.</i> Лазерная диагностика колебательно-неравновесной газовой среды, содержащей молекулы CO ₂	168
<i>Кабанов В. В., Кабанов Д. М., Лебедок Е. В., Шнак П. В.</i> Светодиоды среднего ИК-диапазона для анализа газовых и жидких сред.....	170
<i>Чекан П. В., Веренич П. И., Чумаков А. Н.</i> Тяга и удельный импульс лазерно-плазменного двигателя при пониженных давлениях воздуха	172
<i>Чумаков А. Н., Никончук И. С.</i> Лазерно-индуцированное усиление смачиваемости и окисления поверхности стали	174
<i>Гончаров В. К., Пузырев М. В., Гусаков Г. А., Ступакевич В. Ю.</i> Динамика заряженных частиц эрозионного лазерного факела углерода при управлении электрическим полем	176
<i>Ануфрик С. С., Курьян Н. Н.</i> Исследование элементного химического состава глазури керамической плитки с помощью метода лазерно-эмиссионного спектрального анализа.....	178
<i>Трохимчук П. П.</i> Проблема моделирования механизмов образования лазерно-генерированных микро и наноструктур.....	180
<i>Умрейко Д. С., Зажогин А. П., Комяк А. И., Умрейко С. Д.</i> Исследование процессов образования оксидов урана и алюминия на поверхности оксидированного алюминия сдвоенными лазерными импульсами	183
<i>Умрейко Д. С., Зажогин А. П., Комяк А. И.</i> Исследование влияния кислорода на процессы фотохимического образования нанокластеров урана переменной валентности в растворах уранилперхлората в ацетоне.....	185

<i>Ивлев Г. Д., Зайков В. А., Климович И. М., Комаров Ф. Ф., Людчик О. Р.</i> Влияние наносекундного лазерного облучения на состояние тонких плёнок TiAlN/Si.....	187
<i>Баззал Х., Фадаиян А. Р., Воронай Е. С., Зажогин А. П.</i> Исследование процессов образования наночастиц и фракталов оксидов олова при напылении тонких пленок на поверхность стекла сдвоенными лазерными импульсами в воздухе.....	188
<i>Баззал Х., Фадаиян А. Р., Воронай Е. С., Зажогин А. П.</i> Исследования процессов образования радикалов AlO в плазме при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевый сплав Д16Т в атмосфере воздуха.....	190
<i>Бурмаков А. П., Людчик О. Р., Кулешов В. Н., Прокопчик К. Ю.</i> Комбинированное магнетронно-лазерное осаждение оксидных покрытий с металлическими частицами	192
<i>Васильев С. В., Жаркий Н. В., Иванов А. Ю., Копыцкий А. В.</i> Методы регистрации размеров и формы кратера в ходе лазерной обработки металла.....	193
<i>Васильев С. В., Иванов А. Ю.</i> Разрушение полиметилметакрилата при лазерном воздействии в различных средах.....	195
<i>Корольков М. В.</i> Численное моделирование и контроль фотофрагментации ионов в поле двух ультракоротких лазерных импульсов.....	197
<i>Фираго В. А.</i> Принципы снижения неопределенности измерения температуры в трехзональной термографии металлов	199
<i>Фираго В. А.</i> Принципы бесконтактного контроля параметров процессов лазерной обработки конструкционных материалов.....	203
<i>Фираго В. А.</i> Функциональные особенности трехзонального высокотемпературного термографа ИТ-ЗСМ.....	207
<i>Гончаров В. К., Крекотень О. В., Макаров В. В.</i> Сопровождение пучка электронов в виде полого цилиндра вдоль оси внутри латунной трубы в вакууме	211
<i>Васильчук А. С., Козлов В. Л.</i> Оптимизация размера окна сканирования с помощью фильтра Собела в дальномере на цифровой фотокамере.....	213
<i>Васильчук А. С., Козлов В. Л.</i> Оптимизация сравнения изображений оттисков печатей и штампов с использованием корреляционной обработки.....	214
<i>Коростик К. Н., Стецик В. М.</i> Инжекционный лазер в режиме предварительного импульсного возбуждения.....	215
<i>Кугейко М. М., Коростик К. Н.</i> Метод определения дальности объектов в реальных атмосферных условиях на основе управляемого инжекционного лазера	217
<i>Кортаев Н. А., Попечиц В. И.</i> Повышение отказоустойчивости электронных вычислительных систем с программируемой матричной структурой	219
<i>Спиридонов А. А., Саечников В. А., Шалатонин И. А.</i> Проведение испытаний бортового оборудования сверхмалого космического аппарата.....	221
<i>Спиридонов А. А., Саечников В. А., Шалатонин И. А.</i> Моделирование приема и обработки телеметрии сверхмалого космического аппарата	223

<i>Иванов А. П., Барун В. В.</i> Оптическая модель мягких биотканей в интервале длин волн 1 – 2.5 мкм.....	225
<i>Клочко Т. Р., Скицюк В. И.</i> Методологические основы использования интегрированного электромагнитного излучения для медико-биологических исследований	227
<i>Saetchnikov A. V., Tcherniavskaia E. A., Saetchnikov V. A., Ostendorf A.</i> Application of 3D printing for creating and probing biophotonic array sensor based on optical resonance methods	228
<i>Мамилов С. О., Есьман С. С., Асимов М. М., Гизбрехт А.</i> Оценка квантовой эффективности взаимодействия света с оксигемоглобином и карбокигемоглобином	232
<i>Хлудеев И. И., Зорин В. П., Самцов М. П.</i> Взаимодействие полиметиновых красителей с компонентами плазмы крови.....	234
<i>Кононенко В. К., Пунтус В. С.</i> О биологической активности белых светодиодов	236
<i>Лисенкова А. М., Железнякова Т. А., Орёл Н. М.</i> Расчет пространственной освещенности в областях биологически активных точек при лазерном воздействии	241
<i>Станишевский И. В., Чернявский В. А., Арабей С. М., Соловьев К. Н.</i> Новый лазерно-люминесцентный метод обнаружения органических флуорофоров в модельных и биологических системах.....	242
<i>Фираго В. А., Кубарко А. И., Волкова И. А., Хотра О.</i> Определение скорости кровотока в сосудах бульбарной конъюнктивы глаза	244
<i>Фираго В. А., Кубарко А. И., Лысенко С. А., Волкова И. А., Собчук А. Н.</i> Комплекс для регистрации изображений бульбарной конъюнктивы глаза и спектров ее диффузного рассеяния	248
<i>Кугейко М. М., Смунев Д. А.</i> Метод определения площади поверхности эритроцитов по поляризационно–нефелометрическим измерениям.....	252
<i>Кугейко М. М., Смунев Д. А.</i> Определение площади поверхности и объема эритроцитов по нефелометрическим измерениям	255
<i>Кугейко М. М., Смунев Д. А.</i> Информативность поляризационных и нефелометрических измерений в определении микрофизических параметров для различных моделей эритроцитов	257
<i>Лысенко С. А., Фираго В. А., Кугейко М. М., Кубарко А. И., Хотра О., Собчук А. Н.</i> Бесконтактная количественная диагностика кровеносной сети склеры глаза	262
<i>Булойчик Ж. И., Зажогин А. П., Маслова Г. Т., Мавричев А. С., Державец Л. А.</i> Использование спектрометрического анализа высохших капель крови для диагностики рака женских половых органов	264
<i>Булойчик Ж. И., Зажогин А. П., Нечипуренко Н. И., Танин А. Л., Трущенко М. Н.</i> Лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия локального распределения кальция в образцах крови пациента с диагнозом глиобластома, высохших на твердой поверхности	266
<i>Булойчик Ж. И., Маслова Г. Т., Зажогин А. П., Мавричев А. С., Державец Л. А.</i> Спектрометрический анализ в диагностике онкологических больных.....	268

<i>Патапович М. П., Паишевская И. Д., Нечипуренко Н. И., Булойчик Ж. И., За- жогин А. П. Интегральная оценка определения содержания элементов в образцах минерализованных волос</i>	<i>270</i>
<i>Патапович М. П., Паишевская И. Д., Нечипуренко Н. И., Булойчик Ж. И., За- жогин А. П. «Элементный портрет» человека как результат анализа волос методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии</i>	<i>272</i>
<i>Патапович М. П., Докукина Т. В., Марчук С. А., Булойчик Ж. И., Зажогин А. П. Исследование метаболизма эссенциальных элементов в организме методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии волос</i>	<i>274</i>
<i>Красненкова Т. П., Луговский А. П., Каплевский К. Н., Самцов М. П. Лазерно- возбуждаемая флуоресценция индотрикарбоцианинового красителя для диагностики острой церебральной ишемии в условиях эксперимента</i>	<i>276</i>
<i>Лутковский В. М., Пильгун А. В., Цуприк И. М. Испытание и оптимизация датчика вариабельности сердечного ритма</i>	<i>278</i>
<i>Луговский А. А., Самцов М. П., Луговский А. П., Воронай Е. С., Тарасов Д. С., Петров П. Т., Насек В. М. Свойства нового фотосенсибилизатора для лазерной фо- тотерапии злокачественных новообразований</i>	<i>279</i>
<i>Самцов М. П., Тарасов Д. С., Каплевский К. Н., Воронай Е. С., Петров П. Т., Истомин Ю. П. Флуоресцентная диагностика эффективности ФДТ с фотосенсиби- лизатором Фотолон</i>	<i>281</i>
<i>Яковец И. В., Кравченко И. Е., Самцов М. П., Зорин В. П. Особенности внутри- клеточной локализация индотрикарбоцианиновых фотосенсибилизаторов</i>	<i>283</i>
<i>Асимов М. М., Асимов Р. М., Батьян А. Н., Шиченко Н. А. Влияние лазерного из- лучения на фоторедукцию метгемоглобина крови</i>	<i>285</i>
<i>Asimov M. M., Asimov R. M., Minchenya V. T. Opto-acoustic method of tissue oxy- genation and its application in cancer therapy</i>	<i>287</i>
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф. Исследование абляционного воз- действия УФ лазерного излучения различной длительности на зубные ткани</i>	<i>289</i>
<i>Залеская Г. А., Калоша И. И., Астафьева Л. Г. Квантовая гемотерапия: молеку- лярные аспекты</i>	<i>291</i>
<i>Кобак И. А., Лисенкова А. М., Семенович С. Н., Суровцев М. А., Щербат- тюк В. А. Микропроцессорное устройство для персонифицированной лазеротерапии</i>	<i>293</i>
<i>Щербатюк В. А., Лисенкова А. М., Орешкевич В. В. Устройство поиска и воздей- ствия на биологически активные точки</i>	<i>295</i>
<i>Орёл Н. М., Лисенкова А. М., Железнякова Т. А. Использование лазерных техноло- гий воздействия на биологически активные точки для коррекции нарушений метабо- лизма при экспериментальном сахарном диабете</i>	<i>297</i>
<i>Третьякова А. И., Плавская Л. Г., Микулич А. В., Леусенко И. А., Плав- ский В. Ю., Морозова И. Л., Кузнецова Т. Е., Пыж А. Э., Рыжковская Е. Л., Счастливая Н. И., Улащик В. С. Светоиндуцированное усиление антигрибкового дей- ствия амфотерицина В</i>	<i>298</i>

<i>Микулич А. В., Плавская Л. Г., Третьякова А. И., Козленкова О. А., Леусенко И. А., Ананич Т. С., Плавский В. Ю., Казючиц О. А., Добыш И. И., Николаевич Е. С.</i> Фотосенсибилизирующее действие куркумина на клетки животных в культуре	300
<i>Плавская Л. Г., Микулич А. В., Третьякова А. И., Козленкова О. А., Леусенко И. А., Плавский В. Ю.</i> Механизм фотоповреждения клеток в культуре при их сенсибилизации билирубином.....	301
<i>Плавский В. Ю., Барулин Н. В., Бушук С. Б., Водчиц А. И., Ходасевич И. А., Баттай Л. Е., Грабчиков А. С., Третьякова А. И., Плавская Л. Г., Микулич А. И., Ананич Т. С., Орлович В. А., Казак Н. С.</i> Исследование механизмов биологической активности лазерного излучения на эмбриональном и клеточном уровнях с использованием гидробионтов.....	302
<i>Казючиц О. А., Добыш И. И., Назарова К. Ю., Третьякова А. И., Микулич А. В., Леусенко И. А., Плавская Л. Г., Плавский В. Ю.</i> Лазеро-индуцированная инактивация микробных клеток.....	304
<i>Зайков В. А., Вишневская Е. В., Ивлев Г. Д., Людчик О. Р., Михей В. Н.</i> Изучение взаимодействия лазерного излучения с полупроводниками в специальном практикуме по лазерной обработке материалов	305
<i>Гурский А. Л., Тарченко Н. В., Чернухо О. Д.</i> Подготовка специалистов в области оптических информационно-измерительных технологий в БГУИР	307
<i>Людчик О. Р., Зайков В. А., Вишневская Е. В., Михей В. Н.</i> Применение лазерного комплекса на основе импульсного лазера с диодной накачкой в научно-учебной работе студентов и магистрантов.....	309
<i>Чубаров С. И., Яремчук Н. Б.</i> Метод проектов как инструмент реализации компетентностного подхода к обучению будущих педагогов	311
<i>Зеленкевич В. М., Беловский Г. Г.</i> Педагогический дизайн электронных образовательных ресурсов	313
<i>Быковская Н. И., Демченко И. Н., Чубаров С. И.</i> Использование технологии веб-квест для активизации познавательной учебной деятельности в информационно-образовательной среде вуза	315
<i>Чубаров С. И., Жукович В. В., Кулаковская Е. В.</i> Информационно-образовательная среда вуза как фактор повышения конкурентоспособности педагогических кадров.....	317
<i>Малевич И. А., Жукович В. В.</i> Формирование профессиональных компетентностей будущих учителей физики и информатики на основе индивидуальных образовательных траекторий	319
<i>Быковская Н. И., Демченко И. Н., Чубаров С. И.</i> Методика реализации case study в профессиональной подготовке студентов средствами дистанционного обучения	321
<i>Жукович В. В., Кулаковская Е. В.</i> Организация комплексного использования системы дистанционного обучения на базе Adobe Connect для подготовки педагогических кадров	322
Авторский указатель	324

Научное издание

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы X Международной
научно-технической конференции

Минск, 9–13 ноября 2015 г.

Ответственный за выпуск *М. М. Кугейко*

Подписано в печать 22.10.2015. Формат 60×84/16.

Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 19,8. Уч.-изд. л. 22,1. Тираж 130 экз. Заказ 104.

Издатель и полиграфическое исполнение

государственное учреждение образования

«Республиканский институт высшей школы».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,

изготовителя, распространителя печатных изданий

№ 1/174 от 12.02.2014.

Ул. Московская, 15, 220007, г. Минск.